ANNALES
DE
RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T. S. F.

79, Boulevard Haussmann - PARIS

REVUE TECHNIQUE TRIMESTRIELLE
CONSACRÉE A LA RECHERCHE, LA PRODUCTION
ET L'EXPLOITATION DANS LES DOMAINES DES
RADIOCOMMUNICATIONS ET DE L'ÉLECTRONIQUE

Rédaction — Administration :

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE T.S.F.
CENTRE
DE RECHERCHES TECHNIQUES
SERVICE DE DOCUMENTATION
23, Rue du Maroc, 23 — PARIS-19e
Téléphone : BOT 17-06 — 66-50 — 66-51

LES Annales de Radioélectricité *ont été créées en juillet 1945 par les Compagnies françaises associées de T. S. F. Leur but était simple : faire connaître les résultats obtenus dans les laboratoires de recherches, décrire les matériels réalisés et, en général, faire le point des théories développées par les chercheurs dans le domaine de la Radioélectricité et des disciplines connexes.*

Conçues également pour se substituer à des Cahiers de Laboratoires intérieurs ou à des Bulletins particuliers à des Sociétés individuelles, les Annales de Radioélectricité *dotèrent, dès le début, l'ensemble de nos Compagnies d'un organe de diffusion de premier plan tant par la tenue scientifique des articles que par l'excellente présentation matérielle que ses créateurs avaient cherché à lui donner.*

Cependant, les Annales de Radioélectricité *visaient plus loin encore. Elles se proposaient un objectif dépassant le cadre industriel et M. Maurice* PONTE, *Directeur général adjoint de la Compagnie Générale de T. S. F. écrivait dans son introduction : « La publication est utile et nécessaire. Elle est utile en ce qu'elle oblige à s'arrêter pour faire le point, clarifier les idées, mettre en relief les résultats, mieux caractériserce qui reste encore dans l'ombre. Elle est nécessaire parce qu'elle détermine le niveau qui met à son rang la recherche française ; c'est elle, associée aux congrès dont elle est une conclusion, qui crée le rayonnement de la science nationale ».*

Ainsi définies dans leur caractère, il restait à donner aux Annales de Radioélectricité *une forme qui les plaçât en bonne place parmi les revues françaises et étrangères aux prestigieux antécédents. Une revue trimestrielle comportant dans chaque livraison des Mémoires purement originaux dus aux laboratoires et aux usines de production des compagnies associées fut choisie. En collaboration avec un imprimeur dont l'expérience est intimement liée à l'histoire de la science française, la forme actuelle fut arrêtée.*

Les tables des matières reproduites ici montrent la diversité et l'actualité des sujets traités. Plus de cent Mémoires, de Physique mathématique, de technique et de description technologique ont été présentés.

L'accueil réservé à notre revue, traduit par l'intérêt que les lecteurs ont bien voulu nous témoigner et par la large diffusion dont elle jouit déjà partout où la recherche et la technique du domaine de la Radioélectricité sont à l'honneur, nous permet d'envisager avec confiance une nouvelle extension de sa diffusion que rend possible l'amélioration de la situation matérielle de l'imprimerie française.

LISTE
DES
COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T. S. F.

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL :

Siège Social, 79, boulevard Haussmann, Paris (8e).
Centre de Recherches techniques I, 23, rue du Maroc, Paris (19e).
Centre de Recherches techniques II, 12, rue de la République, Puteaux (Seine).
Centre de Documentation, 23, rue du Maroc, Paris (19e).
Usine matériel SIF et prototypes, 168, boulevard Gabriel-Péri, Malakoff (Seine).

SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE :

Siège Social, 79, boulevard Haussmann, Paris (8e).
Usine de Levallois, 55, rue Greffulhe, Levallois-Perret.
Usine de Cholet, Cholet (Maine-et-Loire).

SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE. — AFRIQUE :

Siège Social, 8, rue Charras, Alger (Algérie).

COMPAGNIE RADIO-FRANCE :

Siège Social, 79, boulevard Haussmann, Paris (8e).
Bureaux, 166, rue Montmartre, Paris.

COMPAGNIE RADIO-MARITIME :

Siège Social, 79, boulevard Haussmann, Paris (8e).

COMPAGNIE RADIO-ORIENT :

Siège Social, 79, boulevard Haussmann, Paris (8e).

COMPAGNIE RADIO-CINÉMA :

Siège Social : 79, boulevard Haussmann, Paris (8e).

LA RADIOTECHNIQUE :

Siège Social, 79, boulevard Haussmann, Paris (8e).
Usine, 51, rue Carnot, Suresnes.

SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (S. T. E. L.) :

Siège Social, 79, boulevard Haussmann, Paris (8e).
Usine, 7, rue Moret, Paris.
Usine, 30, rue Arthur-Rozier, Paris.

ÉTABLISSEMENTS E. ROBERT ET Cie « La Stéatite Industrielle » :

Siège Social et usine, 63, rue Beaumarchais, Montreuil-sous-Bois.

COMPAGNIE FRANÇAISE DE TÉLÉVISION :

Siège Social et usine, 77, Grande-Rue, Montrouge (Seine).

COMPAGNIE INDUSTRIELLE DES MÉTAUX ÉLECTRONIQUES (C. I. M. E.) :

Siège Social, 8, rue Cognacq-Jay, Paris.
Usine, Saint-Pierre-de-Remilly (Haute-Savoie).

LE REVÊTEMENT ÉLECTROTECHNIQUE (RELEC) :
Siège Social, 73, boulevard Haussmann, Paris.

SOCIÉTÉ AUXILIAIRE POUR LA FABRICATION DES PRODUITS ÉLECTRONIQUES :
Siège Social, 8, rue Cognacq-Jay, Paris.

SOCIÉTÉ POUR LE DÉVELOPPEMENT DES APPLICATIONS DE LA CÉRAMIQUE A LA RADIO :
Siège Social, 5, rue Moret, Paris.

LE CONDENSATEUR CÉRAMIQUE (L. C. C.) :
Siège Social, 98 *bis*, boulevard Haussmann, Paris.

SOCIÉTÉ DES ALLIAGES DURS (S. A. D.) :
Siège Social, 8, rue Cognac-Jay, Paris.
Usine, Saint-Pierre-de-Rumilly (Haute-Savoie).

Adresser toute correspondance et demande de renseignements à la Rédaction des *Annales de Radioélectricité.*

CENTRE DE DOCUMENTATION,
Compagnie générale de Télégraphie sans fil,
23, rue du Maroc, Paris (19e).

ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

TOME IV. JANVIER 1949. N° 15.

Tome IV — Janvier 1949 — N° 15

ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T. S. F.

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIO-ÉLECTRIQUE
LA RADIOTECHNIQUE
SOCIÉTÉ INDÉPENDANTE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
COMPAGNIE RADIO-FRANCE
COMPAGNIE RADIO-MARITIME
RADIO-ORIENT
COMPAGNIE RADIO CINÉMA
ÉTABLISSEMENTS E. ROBERT ET Cie (LA STÉATITE INDUSTRIELLE)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F., Centre d'Information et de Documentation, 23, rue du Maroc, Paris (19e).

SUR L'EXCITATION ET LE COUPLAGE DES CAVITÉS ÉLECTROMAGNÉTIQUES [1]

PAR JEAN BERNIER,

Docteur ès Sciences mathématiques,
Département « Électronique » du Centre de Recherches techniques de la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil.

SOMMAIRE. — *Après avoir rappelé les principales propriétés des cavités électromagnétiques ainsi que la notion de schéma équivalent, l'auteur traite, à partir des équations de Maxwell, de l'excitation et du couplage des cavités par des courants de conduction cissoïdaux circulant dans des boucles ou des sondes, ainsi que de l'interaction des cavités avec des courants de convection périodiques transportés par des faisceaux électroniques les traversant (cas des petits signaux). Utilisant ensuite les résultats de H. A. Bethe sur la diffraction à travers des petits trous, il traite de l'excitation d'une cavité par un champ électromagnétique pénétrant dans celle-ci par un trou circulaire, puis du couplage créé par un trou circulaire percé dans la paroi commune de deux cavités accolées.*

Bien que cet article de mise au point sur l'excitation et le couplage des cavités soit théorique, l'auteur a eu le souci d'aboutir, dans chacun des cas, à des formules pratiques et numériquement exploitables lorsque la valeur relative du champ électromagnétique dans une cavité idéale (c'est-à-dire sans boucle, ni sonde, ni trou, ni faisceau) est connue au voisinage du point où serait situé l'organe d'excitation ou de couplage.

Les cavités électromagnétiques qui sont utilisées comme circuits oscillants de haute qualité dans le domaine des ondes centimétriques et millimétriques sont toujours associées à des organes permettant d'introduire ou d'extraire de l'énergie électromagnétique du volume diélectrique complètement limité par une paroi de haute conductibilité électrique qui constitue la cavité. Ces organes sont, soit des boucles ou des sondes reliées à un circuit extérieur et qui plongent dans la cavité, soit, comme dans les tubes pour hyperfréquences, des faisceaux électroniques modulés ou non en densité et en vitesse et qui traversent la cavité, soit encore de simples trous pratiqués dans une paroi de faible épaisseur et qui font communiquer la région interne de la cavité avec l'extérieur. Dans les deux premiers cas, il y a excitation ou couplage par des courants de conduction (circulant dans les boucles ou les sondes), ou par des courants de convection (transportés par les faisceaux électroniques), tandis que dans le dernier cas il y a transfert direct d'énergie sous forme de champ électromagnétique rayonnant.

Cette distinction entre couplage par trou et couplage par boucle ou sonde est, en fait, plus formelle que réelle. En effet, on ne peut dissocier, en hyperfréquence, le champ électromagnétique de l'espace des courants de conduction situés sur les surfaces métalliques limitant ledit espace, puisque ce sont deux aspects d'un même phénomène. Le couplage par boucle consiste, en quelque sorte, à dévier une partie des courants de conduction de la paroi au profit d'un circuit extérieur à la cavité, et c'est la déformation locale des lignes de courant sur la surface interne de la paroi qui permet d'extraire de l'énergie. Il en est de même avec un trou : la déformation des lignes de courant produite par celui-ci entraîne un rayonnement de champ vers l'extérieur.

Bien que d'essence physique analogue, ces deux couplages sont pratiquement utilisés dans des gammes de longueurs d'onde différentes. Plus on

---

[1] Communication présentée le 6 mai 1947 au cours du cycle de Conférences sur les ondes électromagnétiques centimétriques organisé à l'Institut H. Poincaré par M. Louis de Broglie.

descend en longueur d'onde, en effet, plus le couplage par boucle ou sonde est techniquement difficile à réaliser, soit que leurs dimensions deviennent trop petites (une cavité rhumbatron pour 1 cm de longueur d'onde ne mesure que quelques millimètres de diamètre), soit que leur inductance propre devienne comparativement si grande que l'adaptation du circuit de couplage est trop délicate. Pratiquement, on doit abandonner le couplage par boucle ou sonde au profit du couplage par trou pour les ondes de l'ordre du centimètre et au-dessous.

Nous nous proposons, dans ce qui suit, d'indiquer sommairement la théorie de ces trois sortes de couplage et les moyens de les calculer. Outre un rappel des propriétés des cavités, qui fait l'objet de la première partie, nous traiterons successivement dans les trois autres :

— du couplage des cavités par des boucles ou des sondes,
— de l'excitation par un faisceau électronique,
— du couplage par trou.

1. Rappel des propriétés des cavités électromagnétiques [1], [2], [3].

1.1. *Oscillations libres.* — Une cavité présente une infinité d'états de résonance : à chaque état correspond une pulsation propre ω_λ, un champ électrique $\mathbf{E}_\lambda(M)e^{j\omega_\lambda t}$ et un champ magnétique en quadrature de phase $j\mathbf{H}_\lambda(M)e^{j\omega_\lambda t}$. Ces grandeurs s'obtiennent en cherchant les solutions des équations de Maxwell *sans seconds membres*,

$$(1.1)\quad \begin{cases} \operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathcal{E} + \dfrac{1}{c^2}\dfrac{\partial^2\mathcal{E}}{\partial t^2} = 0, \qquad \dfrac{1}{c}\dfrac{\partial\mathcal{H}}{\partial t} + \operatorname{rot}\mathcal{E} = 0 \\ \text{(unités mixtes de Gauss C. G. S.)}, \end{cases}$$

telles que le champ électrique ait une composante tangentielle nulle en tout point de la surface métallique fermée Σ limitant le volume V de la cavité. Nous écrirons cette condition aux limites sous la forme

$$(1.2)\qquad [\mathbf{n}\times\mathcal{E}]_\Sigma = 0,$$

où $\mathbf{n}$ est la normale unitaire à Σ.

En fait, cette condition n'est pas tout à fait rigoureuse, une paroi métallique n'étant jamais parfaitement réfléchissante et absorbant, par suite, une partie de l'énergie électromagnétique qui se trouve perdue sous forme de chaleur de Joule. D'une manière générale, on appelle *facteur de surtension* un nombre égal à 2π fois le rapport entre l'énergie électromagnétique moyenne de la cavité et l'apport d'énergie qu'il faut faire au cours de chaque cycle pour équilibrer les pertes, soit :

$$(1.3)\qquad S = 2\pi\frac{W}{\delta W}.$$

Ainsi, à chaque vibration propre ω_λ correspond-il un facteur de surtension S_λ qui a pour expression, si les seules pertes sont celles par effet Joule dans la paroi :

$$(1.4)\qquad S_\lambda = \frac{\sqrt{2}}{\mu e_\lambda}\,\frac{\displaystyle\iiint_V H_\lambda^2\,d\tau}{\displaystyle\iint_\Sigma H_\lambda^2\,d\sigma},$$

où $e_\lambda = \left(\dfrac{c^2}{4\pi\sigma\mu\omega_\lambda}\right)^{\frac{1}{2}}$ est *l'épaisseur de peau* relative à la matière de la paroi (σ, conductivité, en u. e. s. C. G. S. et μ, perméabilité, en u. é. m. C.G.S.).

1.2. *Schéma équivalent.* — A chaque vibration propre de la cavité, on peut faire correspondre un circuit à constantes localisées possédant la même fréquence propre et la même surtension que cette vibration, et ceci d'une infinité de manières : c'est l'usage qu'on désire faire du schéma équivalent qui guidera sur la manière de lever cette indétermination. C'est ainsi qu'on pourra faire correspondre à la tension apparaissant aux bornes du condensateur du circuit une grandeur équivalente dans la cavité [4] (1). Mais comme, dans le domaine des hyperfréquences, le champ électrique ne dérive

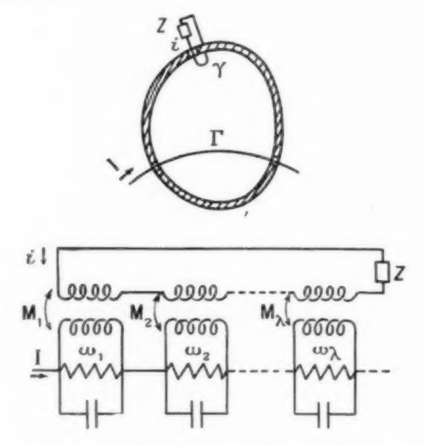


Fig. 1. — Schéma équivalent d'une cavité.

plus d'un potentiel scalaire, il n'existe pas de tension à proprement parler : aussi considérera-t-on un chemin arbitraire Γ (*fig.* 1) à l'intérieur de la cavité

(1) L'intérêt de ce choix sera mis en évidence dans les paragraphes suivants.

et fera-t-on correspondre à la différence de potentiel aux bornes du condensateur l'intégrale de champ le long de Γ :

$$-\int_\Gamma \mathbf{E}.\mathbf{ds} \to U.$$

On montre alors que la cavité, *vue de* Γ, se comporte pour la vibration propre ω_λ comme un circuit anti-résonnant composé d'une self-inductance, d'une capacité et d'une résistance en parallèle, ces grandeurs ayant pour valeurs (¹)

$$(1.5)\quad \left\{\begin{aligned} L_\lambda &= \frac{4\pi}{\left(\frac{\omega_\lambda}{c}\right)^2}\,\frac{\left[\int_\Gamma \mathbf{E}_\lambda.\mathbf{ds}\right]^2}{\iiint_V E_\lambda^2\,\mathrm{d}\tau}\,\mathrm{cm},\\ C_\lambda &= \frac{1}{4\pi}\,\frac{\iiint_V E_\lambda^2\,\mathrm{d}\tau}{\left[\int_\Gamma \mathbf{E}_\lambda.\mathbf{ds}\right]^2}\,\mathrm{cm}.\\ R_\lambda &= \frac{4\pi}{\omega_\lambda}\,\frac{\left[\int_\Gamma \mathbf{E}_\lambda.\mathbf{ds}\right]^2}{\iiint_V E^2\,\mathrm{d}\tau}\,S_\lambda\, c^2 . 10^{-9}\,\Omega. \end{aligned}\right.$$

On montre également que la cavité vue de Γ est équivalente, pour l'ensemble de ses vibrations propres, à la chaîne de ces cellules anti-résonnantes ainsi définies pour chacune des vibrations propres, mises en série (*fig.* 1).

1.3. *Excitation par des courants et des charges libres.* — L'état électromagnétique de la cavité excitée par des charges $\rho(M, t)$ et des courants $\mathbf{i}(M, t)$ la traversant est régi par les équations de Maxwell *avec seconds membres*, qui peuvent s'écrire, en unités mixtes de Gauss (C. G. S.) :

$$(1.6)\quad \left\{\begin{aligned} &\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathcal{E} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathcal{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial\mathbf{i}}{\partial t},\\ &\frac{1}{c}\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial t} + \mathrm{rot}\,\mathcal{E} = 0,\\ &\mathrm{div}\,\mathcal{E} = 4\pi\rho. \end{aligned}\right.$$

Comme précédemment, le champ électrique doit toujours avoir une composante tangentielle nulle sur la paroi de la cavité, c'est-à-dire satisfaire à la condition aux limites $[\mathbf{n}\times\mathcal{E}]_\Sigma = 0$. Or, on connaît les solutions des équations (1.6) sans deuxièmes membres, à savoir $\mathbf{E}_\lambda e^{j\omega_\lambda t}$. La solution des équations avec deuxièmes membres vérifiant la condition aux limites peut se mettre sous la forme

$$(1.7)\qquad \mathcal{E}(M, t) = \Sigma_\lambda q_\lambda(t)\mathbf{E}_\lambda(M) - \mathrm{grad}\,\varphi,$$

(¹) C et R sont reliés à $L\omega$ par $LC\omega^2 = c^2$ et $R = L\omega S\times 10^{-9}\,\Omega$.

où φ est un potentiel scalaire et où les $q_\lambda(t)$ sont des nombres sans dimension appelés *coordonnées de champ*.

Le potentiel scalaire φ est alors la solution de l'équation de Poisson :

$$(1.8)\qquad \Delta\varphi = -4\pi\rho$$

satisfaisant à la condition aux limites

$$[\mathbf{n}\times\mathrm{grad}\,\varphi]_\Sigma = 0,$$

c'est-à-dire telle qu'à chaque instant φ ait la même valeur sur toute la surface Σ (φ est le potentiel, au sens électrostatique, des charges libres).

Les coordonnées de champ $q_\lambda(t)$ vérifient l'équation différentielle

$$(1.9)\quad \left(\ddot{q}_\lambda + \frac{\omega_\lambda}{S_\lambda}\dot{q}_\lambda + \omega_\lambda^2 q_\lambda\right)N_\lambda^2 = -4\pi\int_{\mathrm{courant}}\mathbf{E}_\lambda(M).\frac{\partial\mathbf{i}}{\partial t}\,\mathrm{d}M,$$

où N_λ^2 est mis à la place de $\iiint_V E_\lambda^2\,\mathrm{d}\tau$ (¹).

Cette équation est fondamentale dans la théorie de l'excitation des cavités par des courants, que ce soient des courants de conduction circulant dans des boucles ou des sondes, ou des courants de convection transportés par des faisceaux.

2. Excitation et couplage des cavités par des boucles ou dés sondes.

Un des moyens d'exciter ou d'extraire de l'énergie électromagnétique d'une cavité est d'introduire, dans celle-ci, une boucle ou une sonde qui se trouve parcourue par un courant.

Soit γ (*fig.* 1) la partie de la boucle (ou de la sonde) située à l'intérieur de la cavité. Supposons, ce qui a lieu généralement dans ce cas, que le courant soit cissoïdal, c'est-à-dire de la forme $\mathbf{i}(M)e^{j\omega t}$, alors $q_\lambda(t) = q_\lambda e^{j\omega t}$. Supposons, en outre, que les dimensions de la boucle soient suffisamment petites par rapport à la longueur d'onde pour que la variation de i le long de γ, par suite de la propagation, soit négligeable. Alors, d'après l'équation générale (1.4), l'amplitude complexe q_λ de la composante $[\mathbf{E}_\lambda, \mathbf{H}_\lambda]$ du champ excité est donnée par

$$(2.1)\quad \left[-\omega^2 + j\frac{\omega\,\omega_\lambda}{S_\lambda} + \omega_\lambda^2\right]q_\lambda N_\lambda^2 = -4\pi j\omega i\int_\gamma \mathbf{E}_\lambda.\mathbf{ds}.$$

(¹) On peut « normaliser » les champs en rendant arbitrairement égales à l'unité, par exemple, toutes les quantités N_λ^2, ce qui permet de comparer plus aisément entre elles les amplitudes des différents champs et d'alléger l'écriture : nous garderons, néanmoins, dans la suite, la notation N_λ pour des raisons d'homogénéité.

Par suite de la forte surtension des cavités on constate que, si la fréquence du courant d'excitation i est voisine d'une des fréquences propres de la cavité, par exemple si $\omega \approx \omega_\lambda$, seul pratiquement le champ correspondant $[\mathbf{E}_\lambda, \mathbf{H}_\lambda]$ est excité. En particulier, si $\omega = \omega_\lambda$

$$q_\lambda = -\frac{4\pi}{\omega_\lambda} \frac{\int_\Gamma \mathbf{E}_\lambda . \mathbf{ds}}{N_\lambda^2} S_\lambda i.$$

Supposons maintenant que la boucle ou la sonde soit un élément de couplage destiné à prélever de l'énergie de la cavité : on constate que tout se passe comme si une f. é. m.

$$-\int_\gamma \mathcal{E}.\mathbf{ds} = -\left[\sum_\lambda q_\lambda \int_\gamma \mathbf{E}_\lambda . \mathbf{ds}\right] e^{j\omega t} \sim -q_\lambda \int_\gamma \mathbf{E}_\lambda . \mathbf{ds}\, e^{j\omega t}$$

était introduite dans le circuit de la boucle ou de la sonde. On montre également qu'il y a lieu d'introduire, en série avec l'impédance du circuit extérieur, l'inductance de la partie de la sonde ou de la boucle intérieure à la cavité ainsi que, éventuellement, la capacité de l'extrémité de la sonde par rapport aux parois de la cavité.

Au point de vue du schéma équivalent de la cavité, la boucle ou la sonde sera caractérisée par une mutuelle M_λ telle que

$$\frac{M_\lambda}{L_\lambda} = \frac{\int_\gamma \mathbf{E}_\lambda . \mathbf{ds}}{\int_\Gamma \mathbf{E}_\lambda . \mathbf{ds}}, \tag{2.2}$$

et le courant à faire figurer sur le schéma sera exactement le courant circulant dans la boucle ou la sonde. En particulier, si le chemin Γ choisi arbitrairement dans la cavité pour définir le circuit oscillant équivalent coïncide avec le dessin de la boucle d'excitation, le circuit oscillant du schéma équivalent doit être excité par le courant $ie^{j\omega t}$ d'excitation de la cavité.

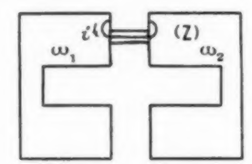


Fig. 2. — Deux cavités rhumbatrons couplées par une boucle d'impédance totale Z.

A titre d'application, considérons deux cavités de fréquences voisines ω_1 et ω_2 couplées entre elles par une boucle d'impédance totale Z, comme il en existe par exemple dans les klystrons à espace de glissement (*fig.* 2) : les amplitudes des champs q_1, q_2 dans chaque cavité seront telles que

$$\left\{\begin{aligned} &\left(-\omega^2 + j\frac{\omega\,\omega_1}{S_1} + \omega_1^2\right) q_1 N_1^2 = -4\pi j\omega i \int_{\gamma_1} \mathbf{E}_1 . \mathbf{ds}, \\ &\left(-\omega^2 + j\frac{\omega\,\omega_2}{S_2} + \omega_2^2\right) q_2 N_2^2 = -4\pi j\omega i \int_{\gamma_2} \mathbf{E}_2 . \mathbf{ds}, \\ &q_1 \int_{\gamma_1} \mathbf{E}_1 . \mathbf{ds} + q_2 \int_{\gamma_2} \mathbf{E}_2 . \mathbf{ds} = \frac{1}{c} Z i. \end{aligned}\right. \tag{2.3}$$

On peut définir un coefficient de couplage des deux cavités, à savoir :

$$\varkappa = -\frac{4\pi j\omega c}{Z} \frac{\int_{\gamma_1} \mathbf{E}_1 . \mathbf{ds} \int_{\gamma_2} \mathbf{E}_2 . \mathbf{ds}}{N_1 N_2}, \tag{2.4}$$

coefficient qui sera réel si l'impédance totale du circuit de couplage est une réactance pure.

Posons par ailleurs

$$\left\{\begin{aligned} \omega_1'^2 &= \omega_1^2 \left[1 + \frac{4\pi j\omega c}{Z\omega_1^2} \frac{\left[\int_{\gamma_1} \mathbf{E}_1 . \mathbf{ds}\right]^2}{N_1^2}\right], \\ \omega_2'^2 &= \omega_2^2 \left[1 + \frac{4\pi j\omega c}{Z\omega_2^2} \frac{\left[\int_{\gamma_2} \mathbf{E}_2 . \mathbf{ds}\right]^2}{N_2^2}\right]. \end{aligned}\right. \tag{2.5}$$

Après élimination de i, les équations (2.3) déterminant le rapport des amplitudes et la fréquence ω des champs excités deviennent

$$\left\{\begin{aligned} &\left[-\omega^2 + j\frac{\omega\,\omega_1'}{S_1} + \omega_1'^2\right] q_1 N_1 = \varkappa q_2 N_2, \\ &\left[-\omega^2 + j\frac{\omega\,\omega_2'}{S_2} + \omega_2'^2\right] q_2 N_2 = \varkappa q_1 N_1. \end{aligned}\right. \tag{2.6}$$

Ainsi, d'après (2.5), le couplage des cavités entraîne un glissement de la fréquence propre de chacune d'elles : c'est un résultat que laissait prévoir l'usage du schéma équivalent. On trouvera encore un résultat analogue pour le couplage de deux cavités par un trou.

3. **Excitation des cavités par un faisceau électronique.**

On sait que l'on peut traiter, au point de vue des équations de Maxwell, les courants de convection comme des courants de conduction de densité $\mathbf{i} = \rho\mathbf{v}$. Par conséquent l'équation d'excitation des champs

$$\left[\ddot{q}_\lambda + \frac{\omega_\lambda}{S_\lambda}\dot{q}_\lambda + \omega_\lambda^2 q_\lambda\right] N_\lambda^2 = -4\pi \int_{\text{faisceau}} \mathbf{E}_\lambda(M) . \frac{\partial \mathbf{i}(M)}{\partial t}\, dM \tag{3.1}$$

est toujours valable. Mais le problème de l'exci-

tation des cavités par faisceau est légèrement plus compliqué que par boucle parce que :

a. le courant du faisceau, bien que périodique, n'est pas, en général, sinusoïdal;

b. le champ de la cavité agit sur les charges en mouvement et, modifiant leurs vitesses, modifie le courant du faisceau lors de la traversée de la cavité.

1° La densité de courant $\mathbf{i} = \rho\mathbf{v}$ étant périodique, on peut la décomposer en série de Fourier :

$$\mathbf{i}(M, t) = \mathbf{i}_0(M) + \Sigma_n \mathbf{i}_n(M)\, e^{jn\omega t}. \tag{3.2}$$

Il s'ensuit que les coordonnées de champ $q_\lambda(t)$ seront de la forme

$$q_\lambda(t) = \Sigma_n q_{\lambda,n}\, e^{jn\omega t}, \tag{3.3}$$

les coefficients $q_{\lambda,n}$ vérifiant

$$\left[-n^2\omega^2 + jn\frac{\omega\,\omega_\lambda}{S_\lambda} + \omega_\lambda^2\right] q_{\lambda,n} N_\lambda^2 = -jn\omega\, 4\pi \int_{\text{faisceau}} \mathbf{E}_\lambda . \mathbf{i}_n \,\mathrm{d}M. \tag{3.4}$$

2° L'équation de mouvement des électrons dans le champ H. F. de la cavité est

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{v}}{\mathrm{d}t} = \frac{e}{m}\left\{\mathcal{E}(M, t) + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathcal{H}(M, t)\right\}, \tag{3.5}$$

avec

$$\mathcal{E}(M, t) = -\operatorname{grad}\varphi + \Sigma_\lambda q_\lambda(t)\mathbf{E}_\lambda(M),$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial t}(M, t) = -\sum_\lambda q_\lambda(t) \operatorname{rot}\mathbf{E}_\lambda(M) = \sum_\lambda q_\lambda(t)\frac{c}{\omega_\lambda}\mathbf{H}_\lambda(M).$$

Pour la clarté et la simplicité de l'exposé, nous supposerons :

— que les électrons traversent la cavité dans une région où $\mathcal{H} \times \frac{\mathbf{v}}{c}$ est négligeable devant $\mathcal{E}$;

— que la trajectoire des électrons est rectiligne et que la section droite du faisceau est suffisamment petite par rapport aux dimensions de la cavité pour que le champ électrique $\mathcal{E}$ conserve la même valeur en tout point d'une même section droite;

— que $\int_{\text{faisceau}} \mathcal{E}.\mathbf{ds}$ est suffisamment petite par rapport à la tension accélératrice V_0 des électrons pour qu'on reste dans le domaine des *petits signaux*.

Dans ces conditions, si l'on sépare les parties continues des parties alternatives des grandeurs électroniques :

$$\left\{\begin{aligned} \mathbf{i} &= \mathbf{i}_0 + \tilde{i}(s, t), \\ \rho &= \rho_0 + \tilde{\rho}(s, t), \\ \mathbf{v} &= \mathbf{v}_0 + \tilde{v}(s, t), \end{aligned}\right. \tag{3.6}$$

i_0, v_0 et ρ_0 sont indépendants de l'abscisse s dans le champ H. F., et

$$\tilde{i}(s, t) = \Sigma_n \mathbf{i}_n(s)\, e^{jn\omega t},$$

$$\mathbf{i}_n(s) \sim \rho_0 \mathbf{v}_n(s) + \mathbf{v}_0 \rho_n(s), \tag{3.7}$$

et l'équation (3.5) de mouvement des électrons devient

$$v_0\frac{\partial\tilde{v}}{\partial s} + \frac{\partial\tilde{v}}{\partial t} = \frac{e}{m}\mathcal{E}(M, t). \tag{3.8}$$

Adjoignons à cette équation celle de conservation de l'électricité

$$\frac{\partial\tilde{i}}{\partial s} + \frac{\partial\tilde{\rho}}{\partial t} = 0. \tag{3.9}$$

Par élimination de $\tilde{\rho}$ et de v entre (3.8) et (3.9), compte tenu de (3.6), on obtient

$$\frac{\partial^2\tilde{i}}{\partial s^2} + 2\frac{\partial^2\tilde{i}}{\partial s\,\partial(v_0 t)} + \frac{\partial^2\tilde{i}}{\partial(v_0 t)^2} = \frac{e}{m}\frac{\rho_0}{v_0}\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial(v_0 t)}, \tag{3.10}$$

avec

$$\frac{e}{m}\frac{\rho_0}{v_0}\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial(v_0 t)} = \frac{i_0}{2V_0}\left[-\frac{1}{v_0}\operatorname{grad}\dot{\varphi} + \sum_\lambda\sum_n \frac{jn\omega}{v_0} q_{\lambda,n}\mathbf{E}_\lambda(s)\, e^{jn\omega t}\right].$$

On sait [4] que l'on n'a pas à tenir compte du potentiel scalaire φ (dû aux charges électroniques) pour les échanges d'énergie avec la cavité. En fait, φ n'intervient que pour le mouvement des électrons dans le champ H. F. et caractérise un des effets de la charge d'espace (dégroupement des paquets d'électrons) : nous le négligerons.

Ainsi, dans le domaine où l'approximation des petits signaux reste valable, la composante $\mathbf{i}_n$ de la partie alternative de la densité du courant satisfait à l'équation différentielle

$$\left[\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}s^2} + 2jn\frac{\omega}{v_0}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s} - \frac{n^2\omega^2}{v_0^2}\right]\mathbf{i}_n = \frac{i_0}{2V_0}\frac{jn\omega}{v_0}\sum_\lambda q_{\lambda,n}\mathbf{E}_\lambda(s). \tag{3.11}$$

Ce qui nous intéresse est la solution de cette équation en fonction du courant et de sa dérivée à l'entrée de la cavité, à savoir, d'après (3.7) et (3.9) :

$$i_n(0)$$

et

$$\left(\frac{\mathrm{d}i_n}{ds}\right)_0 = -jn\omega\rho_n(0) = -\frac{jn\omega}{v_0}[i_n(0) - \rho_0 v_n(0)].$$

On trouve

$$i_n(s) = i_n(0)\, e^{-\frac{jn\omega}{v_0}s} + jn\omega\rho_0\frac{v_n(0)}{v_0}\, s\, e^{-\frac{jn\omega}{v_0}s} + \frac{i_0}{2V_0}\frac{jn\omega}{v_0}\sum_\lambda q_{\lambda,n}\int_0^s (s-u) \times e^{-\frac{jn\omega}{v_0}(s-u)}\mathbf{E}_\lambda(u).\mathbf{du}. \tag{3.12}$$

Portons maintenant cette valeur de $i_n(s)$ dans l'équation (3.4) déterminant les $q_{\lambda,n}$: il vient, en appelant σ la section droite du faisceau, h la longueur du trajet dans le champ de la cavité et $Z_0 = \frac{V_0}{\sigma i_0}$ l'impédance du faisceau électronique non modulé (en unités mixtes de Gauss),

$$(3.13)\quad \left[-n^2\omega^2 + jn\frac{\omega\,\omega_\lambda}{S_\lambda} + \omega_\lambda^2\right] q_{\lambda,n} N_\lambda$$

$$= -4\pi j n\omega\left[\beta_{\lambda,n}\sigma i_n(0) + \gamma_{\lambda,n}\sigma\rho v_n(0) + \sum_\nu \varkappa_{\lambda,n}^\nu q_{\nu,n} N_\nu\right]$$

avec

$$\beta_{\lambda,n} = \frac{1}{N_\lambda}\int_0^h e^{-\frac{jn\omega}{v_0}s}\,\mathbf{E}_\lambda(s).\mathbf{ds}.$$

$$\gamma_{\lambda,n} = \frac{jn\omega}{v_0}\,\frac{1}{N_\lambda}\int_0^h s\,e^{-\frac{jn\omega}{v_0}s}\,\mathbf{E}_\lambda(s).\mathbf{ds}.$$

$$\varkappa_{\lambda,n}^\nu = -\frac{jn\omega}{v_0}\,\frac{1}{2Z_0}\,\frac{1}{N_\lambda N_\nu}\int_0^{s=h}\int_0^{u=s}(s-u)$$

$$\times e^{-\frac{jn\omega}{v_0}(s-u)}\,\mathbf{E}_\lambda(s).\mathbf{ds}\,\mathbf{E}_\nu(u).\mathbf{du}.$$

Ainsi donc, pour calculer l'excitation d'une cavité par un faisceau électronique modulé en densité d'une manière périodique mais non sinusoïdale, on doit :

a. calculer séparément l'excitation due à chaque harmonique de courant et il n'y a pas couplage entre ces différentes excitations : dans le domaine où l'hypothèse des petits mouvements reste valable, on peut superposer les effets.

b. Considérer pour chaque harmonique, en principe, la chaîne entière des circuits oscillants équivalente à la cavité; à l'inverse de l'excitation par boucles, le faisceau produit un couplage entre ces différentes cellules. Ce couplage est caractérisé par le coefficient $\varkappa_{\lambda,n}^\nu$ qui est, en général, complexe : il s'exprime à l'aide de l'angle de transit moyen des électrons dans le champ H. F. et il est inversement proportionnel à l'impédance du faisceau non modulé. Ces termes en $\varkappa_\lambda^\nu q_\nu$ sont les seuls termes qui resteraient dans le deuxième membre de l'équation aux coordonnées de champ dans le cas où la cavité serait couplée à un faisceau non modulé.

c. De plus, ces différentes cellules, au lieu d'être excitées par le courant $\sigma i_n(0)$ comme ce serait le cas pour des courants de conduction, doivent être excitées par la somme de deux courants, en général non en phase, à savoir :

$$\beta_{\lambda,n}\sigma i_n(0) \quad \text{et} \quad \gamma_{\lambda,n}\sigma\rho_0 v_n(0).$$

$\beta_{\lambda,n}$ est le *facteur de fente* pour la cellule ω_λ et pour l'harmonique n. Remarquons enfin que le deuxième courant $\gamma\sigma\rho_0 v_n(0)$ est négligeable dans les tubes à modulation de vitesse de réception où, par hypothèse, la modulation de vitesse est très faible; on devra en tenir compte par contre dans les tubes à signaux relativement grands comme les klystrons reflex, les klystrons de puissance ou les triodes à cavité.

Supposons maintenant, comme cela a lieu généralement dans la pratique, que la pulsation ω soit très voisine de la pulsation fondamentale ω_1 de la cavité et qu'aucun harmonique de courant ne soit voisin d'un autre ω_λ : alors, tous les $q_{\lambda,n}$ peuvent être considérés comme négligeables par rapport à $q_{1.1}$ et l'on a

$$\left[-\omega^2 + j\frac{\omega\,\omega_1}{S_1} + \omega_1^2\right] q_1 N_1$$

$$= -4\pi j\omega[\beta\sigma i_1(0) + \gamma\sigma\rho_0 v_1(0) + \varkappa q_1 N_1],$$

soit

$$(3.14)\quad \left[-\omega^2 + j\omega\left(\frac{\omega_1}{S_1} + 4\pi\varkappa\right) + \omega_1^2\right] q_1 N_1$$

$$= -4\pi j\omega\left[\beta\sigma i_1(0) + \gamma\sigma i_0\frac{v_1(0)}{v_0}\right].$$

Dans le cas particulier où $E_1(s)$ est une constante E comme cela est approximativement réalisé entre les grilles des cavités rhumbatrons de certains tubes à modulation de vitesse,

$$(3.15)\quad \begin{cases} \beta = e^{-j\frac{\theta}{2}}\dfrac{\sin\frac{\theta}{2}}{\frac{\theta}{2}}\,\dfrac{Eh}{N_1}, \\[2ex] \gamma = \left[e^{-j\frac{\theta}{2}}\dfrac{\sin\frac{\theta}{2}}{\frac{\theta}{2}} - e^{-j\theta}\right]\dfrac{Eh}{N_1}, \\[2ex] \varkappa = -\dfrac{1}{2Z_0}\,\dfrac{2(1-e^{-j\theta}) - j\theta(1+e^{-j\theta})}{\theta^2}\,\dfrac{E^2h^2}{N^2}, \end{cases}$$

où $\theta = \frac{\omega h}{v_0}$ est l'*angle de transit moyen* dans le champ H. F. de la cavité.

On reconnaît dans β le *facteur de fente* introduit généralement dans les théories élémentaires des tubes à modulation de vitesse et dans $\varkappa$ *l'effet diode*, c'est-à-dire une grandeur proportionnelle à l'admittance équivalente d'un faisceau électronique non modulé traversant un champ H. F. [5].

4. Couplage des cavités par des trous.

L'action d'un trou dans la paroi d'une cavité est approximativement la suivante : les lèvres du trou, coupant les lignes de courant sur la paroi de la cavité, ces lignes sont déformées, des charges élec-

triques y apparaissent, d'où rayonnement d'un champ électromagnétique aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la cavité. En particulier le champ électrique a une petite composante tangentielle dans le plan du trou et le champ magnétique une petite composante longitudinale. La difficulté est de déterminer ces champs : H. A. Bethe [6] a indiqué la solution de ce problème, tout au moins pour les trous circulaires, dans un article intitulé : *Theory of Diffraction by Small Holes*.

On considère l'espace séparé en deux régions par un plan métallique de faible épaisseur. Dans ces conditions, supposons qu'on ait un champ électromagnétique $\mathbf{E}_0$, $\mathbf{H}_0$ à gauche et rien à droite ($\mathbf{E}_0$, $\mathbf{H}_0$ est tel que $\mathbf{E}_0$ est normal à la paroi, tandis que $\mathbf{H}_0$ est tangent, c'est-à-dire $\mathbf{n} \times \mathbf{E}_0 = 0$, $\mathbf{n}.\mathbf{H}_0 = 0$). Perçons maintenant le plan d'un trou petit par rapport à la longueur d'onde : il y aura diffraction des ondes et le champ deviendra (*fig.* 3) :

$$(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1,\ \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1) \quad \text{à gauche},$$
$$(\mathbf{E}_2,\ \mathbf{H}_2) \quad \text{à droite}.$$

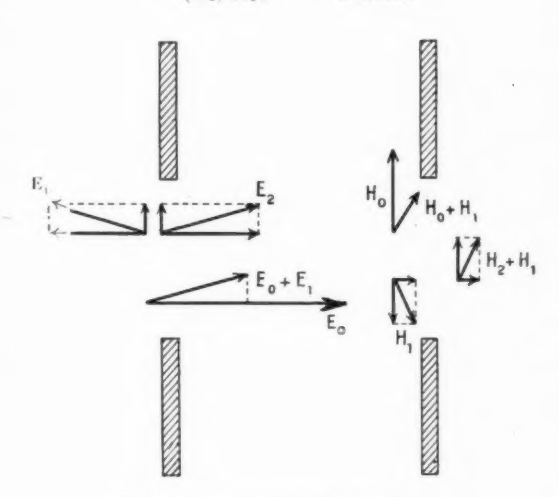


Fig. 3. — Raccordement des champs à la surface d'un trou.

Ces champs doivent *se raccorder* sur la surface du trou et vérifier en cet endroit les équations de Maxwell. Ils doivent, en outre, vérifier les conditions aux limites sur la surface métallique, c'est-à-dire

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}_1 = \mathbf{n} \times \mathbf{E}_2 = 0,$$
$$\mathbf{n}\ .\ \mathbf{H}_1 = \mathbf{n}\ .\ \mathbf{H}_2 = 0,$$

sur la surface, en dehors du trou.

Le raccordement et la continuité sur la surface du trou imposent, comme il est aisé de le voir sur la figure 3, que

$$\mathbf{n}\ .\ \mathbf{E}_2 = \frac{1}{2}\mathbf{n}\ .\ \mathbf{E}_0 = -\mathbf{n}\ .\ \mathbf{E}_1,$$
$$\mathbf{n} \times \mathbf{H}_2 = \frac{1}{2}\mathbf{n} \times \mathbf{H}_0 = -\mathbf{n} \times \mathbf{H}_1,$$

sur la surface du trou.

Pour établir la valeur de la composante tangentielle de $\mathbf{E}$ et de la composante normale de $\mathbf{H}$, H. A. Bethe remplace le champ ($\mathbf{E}_2$, $\mathbf{H}_2$) dont il connaît, par ce qui précède, certains éléments, par des charges et des courants magnétiques sur la surface du trou. Il détermine cette répartition de telle sorte qu'en outre, le champ rayonné satisfasse à la condition aux limites sur la paroi métallique. H. A. Bethe a fait le calcul pour *un trou circulaire de rayon a* et ses principaux résultats sont, entre autres, les suivants :

1° Le trou est équivalent, au point de vue diffraction, à deux dipôles :

$$(4.1)\quad \begin{cases} \text{l'un magnétique, de moment} & \mathbf{M} = -\dfrac{2}{3\pi}a^3\mathbf{H}_0, \\ \text{l'autre électrique, de moment} & \mathbf{P} = -\dfrac{1}{3\pi}a^3\mathbf{E}_0, \end{cases}$$

ainsi le diagramme de rayonnement sera-t-il tout à fait différent selon les valeurs relatives de $\mathbf{E}_0$ et de $\mathbf{H}_0$, c'est-à-dire, dans le cas des cavités, selon l'emplacement du trou sur la paroi.

2° Le flux moyen d'énergie sortant par le trou est

$$(4.2)\quad \Phi = \frac{1}{2}\,\frac{c}{27\pi^2}k^2a^6[4H_0^2 + E_0^2] \qquad \left(k = \frac{\omega}{c}\right).$$

3° Les composantes tangentielles des champs $\mathbf{E}_2$ et $\mathbf{H}_2$ sur la surface du trou sont

$$\mathbf{E}_{2\,\mathrm{tg}} = \frac{1}{\pi}\,\frac{\mathbf{r}}{(a^2 - r^2)^{\frac{1}{2}}}\,\mathbf{n}.\mathbf{E}_0 - \frac{2}{\pi}j\frac{\omega}{c}(a^2 - r^2)^{\frac{1}{2}}\,\mathbf{n} \times \mathbf{H}_0.$$

$$(4.3)\quad \mathbf{n}.\mathbf{H}_2 = -\frac{2}{\pi}\,\frac{\mathbf{H}_0.\mathbf{r}}{(a^2 - r^2)^{\frac{1}{2}}}.$$

Avant d'appliquer ces résultats aux cavités, nous ferons d'abord deux remarques préliminaires :

A. Si, dans le cas traité par H. A. Bethe, on avait, de part et d'autre du plan métallique sans trou, un champ ($\mathbf{E}'_0$, $\mathbf{H}'_0$) à gauche et ($\mathbf{E}''_0$, $\mathbf{E}''_0$) à droite, le principe de superposition des champs (qui provient de la linéarité des équations de Maxwell), montre que le champ ($\mathbf{E}_0$, $\mathbf{H}_0$) qu'il faudrait faire intervenir pour calculer ($\mathbf{E}_2$, $\mathbf{H}_2$) serait

$$(4.4)\quad \begin{cases} \mathbf{E}_0 = \mathbf{E}'_0 - \mathbf{E}''_0, \\ \mathbf{H}_0 = \mathbf{H}'_0 - \mathbf{H}''_0. \end{cases}$$

B. Étant donnés deux états électromagnétiques dans une cavité $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \omega)$, $(\mathbf{E}', \mathbf{H}', \omega')$ vérifiant, par conséquent,

$$\text{rot rot}\,\mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2}\,\mathbf{E} = 0,$$

$$\text{rot rot}\,\mathbf{E}' - \frac{\omega'^2}{c^2}\,\mathbf{E}' = 0,$$

si le premier est tel que

$$[\mathbf{n} \times \mathbf{E}]_\Sigma = 0$$

et le deuxième tel que

$$[\mathbf{n} \times \mathbf{E}'] \begin{cases} \neq 0 \text{ sur la surface } \sigma \text{ du trou,} \\ = 0 \text{ sur la surface } \Sigma - \sigma \text{ de la paroi,} \end{cases}$$

on trouve [3] que $\mathbf{E}$, $\mathbf{E}'$, ω, ω' vérifient la relation

$$(4.5) \quad \frac{1}{c^2}[\omega^2 - \omega'^2] \iiint_V \mathbf{E}.\mathbf{E}'\,d\tau = -\iint_\sigma (\mathbf{n}.\,\mathbf{E}'.\,\text{rot}\,\mathbf{E})\,d\sigma.$$

où $\mathbf{n}$ est la normale dirigée vers *l'extérieur* de la cavité.

Ces différentes prémisses étant établies, nous envisagerons successivement :

1° le cas d'une cavité rayonnant vers l'extérieur par un trou;

2° le cas d'une cavité excitée au travers d'un trou par un champ extérieur;

3° le cas de deux cavités couplées par un trou.

4.1. *Cavité rayonnant à l'extérieur par un trou.* — Considérons la relation (4.5). On pourra, puisque le trou est supposé suffisamment petit pour que la perturbation soit faible, remplacer $\mathbf{E}'$ par $\mathbf{E}$ dans l'intégrale de volume. D'autre part, le champ $(\mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0)$ qu'il faut prendre pour calculer la composante tangentielle $\mathbf{n} \times \mathbf{E}'$ sur la surface du trou dans l'intégrale du deuxième membre est le champ $(\mathbf{E}, \mathbf{H})$ de la cavité sans trou. On trouve aisément qu'il y a glissement de fréquence, c'est-à-dire que la fréquence propre de la cavité sans trou devient une fréquence ω' pour la cavité avec trou, telle que

$$(4.6) \quad \frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{\omega' - \omega}{\omega} = \frac{2a^3}{3}\,\frac{\overline{E}^2 - 2\overline{H}^2}{\iiint_V E^2\,d\tau} = \frac{2a^3}{3}\,\frac{\overline{E}_l^2 - 2\overline{H}_l^2}{N_l^2},$$

où le surlignage des vecteurs indique le module de l'amplitude (complexe) du vecteur.

D'autre part, la perte d'énergie par le trou entraîne un abaissement de la surtension de la cavité. En se reportant à la définition (1.3) de la surtension

$$(4.7) \quad \frac{1}{S} = \frac{1}{S_l} + \frac{1}{S_\sigma}$$

avec

$$\frac{1}{S_\sigma} = \frac{1}{2\pi}\,\frac{\psi\,\frac{2\pi}{\omega}}{\frac{1}{8\pi}\iiint_V E^2\,d\tau},$$

où ψ est le flux d'énergie à travers le trou et S_l la surtension qu'aurait la cavité sans trou.

D'après (4.2), l'influence du trou quant à la surtension est donnée par

$$(4.8) \quad \frac{1}{S_\sigma} = \frac{4}{27\pi}\left(\frac{\omega}{c}\right)^3 a^6\,\frac{\overline{E}^2 + 4\overline{H}^2}{N^2}.$$

4.2. *Cavité excitée par un champ extérieur.* — Les champs électrique et magnétique à l'intérieur de la cavité étant toujours en quadrature de phase, de même que les champs d'excitation, nous poserons :

Champ à l'intérieur de la cavité supposée sans trou :

$$q_1 E_1\,e^{j\omega t}, \qquad j q_1 H_1\,e^{j\omega t}.$$

Champ d'excitation, s'il n'y avait pas de trou :

$$E_e\,e^{j\omega t}, \qquad j H_e\,e^{j\omega t}.$$

Étant donné qu'on prend pour direction de la normale à la surface la direction vers l'extérieur de la cavité, d'après (4.4), on doit prendre comme champ d'excitation $(\mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0)$:

$$\mathbf{E}_0 = q_1\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_e,$$
$$\mathbf{H}_0 = j[q_1\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_e].$$

Introduisons cette valeur pour le calcul de l'intégrale du deuxième membre de la relation (4.5); introduisons également la surtension de la cavité (chargée par le trou), on obtient aisément :

$$\left[-\omega^2 + j\frac{\omega\omega_1}{S} + \omega_1^2\right] q_1 N_1^2$$
$$= -\frac{4}{3}a^3[\omega_1^2\,\mathbf{E}_1.(q_1\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_e) - 2\omega^2\,\mathbf{H}_1.(q_1\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_e)]$$

ou encore

$$\left[-\omega^2 + j\frac{\omega\omega_1}{S} + \omega_1^2\right] q_1 N_1^2$$
$$= -\frac{4}{3}a^3\omega^2[q_1(E_1^2 - 2H_1^2) - (\mathbf{E}_1.\mathbf{E}_e - 2\mathbf{H}_1.\mathbf{H}_e)].$$

En groupant tous les termes contenant q_1 dans le premier membre, on retrouve la fréquence propre ω'_1 de la cavité avec trou et l'on obtient, pour déterminer la valeur de l'amplitude et de la phase du champ excité dans la cavité, la relation

$$(4.9) \quad \left[-\omega^2 + j\frac{\omega\omega'_1}{S} + \omega'^2_1\right] q_1 = \frac{4a^3}{3}\,\omega^2\,\frac{\mathbf{E}_1.\mathbf{E}_e - 2\mathbf{H}_1.\mathbf{H}_e}{N_1^2}.$$

4.3. *Deux cavités couplées par un trou.* — Considérons les deux cavités (1) et (2) (*fig.* 4) : le problème est exactement le même que le précédent, à condition de considérer que le champ extérieur pour la

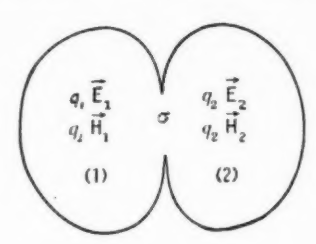


Fig. 4. — Deux cavités (1), (2) couplées par un trou.

cavité (1) est le champ de la cavité (2) et inversement, c'est-à-dire

— pour la cavité (1) :

$$\mathbf{E}_e = q_2\mathbf{E}_2, \qquad \mathbf{H}_e = q_2\mathbf{H}_2,$$

— pour la cavité (2) :

$$\mathbf{E}_e = q_1\mathbf{E}_1, \qquad \mathbf{H}_e = q_1\mathbf{H}_1.$$

Notons, toutefois, qu'il faille écrire, dans le premier membre des équations telles que (4.9) pour chaque cavité, le coefficient de surtension de la cavité *à vide*, c'est-à-dire non chargée par le rayonnement, à l'encontre de ce qui se produit dans le cas précédent.

On obtient ainsi les deux équations couplées

$$(4.10)\quad \left\{\begin{aligned} &\left[-\omega^2 + j\frac{\omega\omega'_1}{S_1} + \omega'^2_1\right] q_1 N_1 \\ &\quad = \frac{4a^3}{3}\omega^2\,\frac{\mathbf{E}_1.\mathbf{E}_2 - 2\mathbf{H}_1.\mathbf{H}_2}{N_1N_2}\,q_2N_2, \\ &\left[-\omega^2 + j\frac{\omega\omega'_2}{S_2} + \omega'^2_2\right] q_2 N_2 \\ &\quad = \frac{4a^3}{3}\omega^2\,\frac{\mathbf{E}_1.\mathbf{E}_2 - 2\mathbf{H}_1.\mathbf{H}_2}{N_1N_2}\,q_1N_1, \end{aligned}\right.$$

ce qui fait apparaître un coefficient de couplage :

$$(4.11)\qquad \varkappa = \frac{4a^3}{3}\,\frac{\mathbf{E}_1.\mathbf{E}_2 - 2\mathbf{H}_1.\mathbf{H}_2}{N_1N_2}.$$

Ces relations relatives au couplage de deux cavités par un trou circulaire sont tout à fait analogues aux relations (2.4) et (2.6) relatives au couplage par une boucle ou une sonde. Le calcul du coefficient de couplage demande la connaissance des mêmes éléments et l'on peut dire, dans une certaine mesure, qu'un trou circulaire est équivalent à une boucle plus une sonde.

Par ailleurs, les vecteurs **E** et **H** étant réels, le coefficient de couplage défini par (4.11) est réel, mais il peut être positif ou négatif selon, non seulement les grandeurs relatives de $\mathbf{E}_1$, $\mathbf{E}_2$, $\mathbf{H}_1$, $\mathbf{H}_2$, mais aussi l'orientation de $\mathbf{H}_1$ par rapport à $\mathbf{H}_2$ ($\mathbf{E}_1$ et $\mathbf{E}_2$ sont, en effet, colinéaires en tout point de la surface σ du trou) : ainsi, en tournant l'une des cavités autour de l'axe du trou tout en maintenant leurs parois mitoyennes en contact, on fait varier leur coefficient de couplage.

BIBLIOGRAPHIE.

1. W. W. Hansen, *A type of Electrical Resonator* (*Journal of Applied Physics*, t. 9, 1938, p. 654).

2. E. U. Condon, *Electronic generation of Electromagnetic Oscillations* (*Journal of Applied Physics*, t. 11, 1940, p. 502).

3. J. Bernier, *Sur les cavités électromagnétiques* (*L'onde Électrique*, nos 233-234 d'août-septembre 1946).

4. J. Bernier, *Principe d'équivalence entre une cavité électromagnétique et un circuit à constantes localisées* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 217, séance du 3 novembre 1943, p. 424).

5. R. Warnecke, *Sur quelques conceptions nouvelles dans les domaines de la Physique et de la technique des tubes émetteurs pour les fréquences très élevées* (*Annales de la Radiodiffusion*, 4e année, no 1, janvier 1944).

6. H. A. Bethe, *Theory of Diffraction by Small Holes* (*The Physical Review*, t. 1, 15 octobre 1944, p. 163-182).

QUELQUES PROBLÈMES POSÉS PAR LA MESURE PRÉCISE DES FRÉQUENCES DANS LE DOMAINE DES MICRO-ONDES (1 500-40 000 Mc : s)

PAR M. DENIS ET B. EPSTEIN,

Département « Électronique » du Centre de Recherches techniques
de la Compagnie générale de Télégraphie sans fil.

SOMMAIRE. — A. *Les auteurs se proposent de montrer l'intérêt qu'offrirait, pour les techniciens des mesures et des hyperfréquences, la réalisation d'un générateur de fréquences étalon utilisable jusqu'aux environs de* 40 000 Mc : s.

B. *Après examen succinct d'un équipement de ce genre, création du* National Bureau of Standards, *ils étudient la possibilité de substituer partiellement aux multiplicateurs à cristaux employés dans les montages, des klystrons multiplicateurs de fréquences — dont ils donnent une description — associés au besoin à des tubes amplificateurs à propagation d'onde.*

C. *Ils terminent par un exposé rapide de différents procédés utilisés pour l'étalonnage des fréquencemètres de précision incorporant des cavités résonnantes* (1).

1. Introduction.

La mesure précise et la stabilisation de la fréquence dans le domaine des micro-ondes représentent des nécessités techniques qui conditionnent dans une certaine mesure le progrès, et nous dirons même le succès, de nombreux équipements qui incorporent des oscillateurs *hyperfréquence* : Considérons, entre autres exemples, celui des télécommunications par relais hertzien; dans un système multiplex l'écartement des canaux est essentiellement conditionné par la stabilité de la fréquence porteuse, stabilité qui doit être d'autant meilleure en valeur relative que la fréquence est plus élevée, de même, l'extension des procédés de radio-balisage ou de radio-guidage sur ondes centimétriques dans la navigation aérienne exige une stabilisation, donc une connaissance, de plus en plus fines des fréquences porteuses.

Nous avons jusqu'à présent associé les deux problèmes : celui de la stabilité et celui de la détermination précise de la fréquence; dans le domaine des ondes longues la solution commune aux deux problèmes est fournie par les oscillateurs à triodes stabilisées par quartz suivis d'une chaîne de multiplicateurs et d'amplificateurs, l'ensemble permettant d'atteindre une fréquence maximum d'environ 800 Mc : s avec une puissance convenable. On disposera donc, moyennant quelques modifications de détail, soit d'un générateur standard de fréquence étalon, soit d'une source à fréquence fixe possédant les qualités de stabilité et de précision du quartz de base.

Il est possible d'étendre les mêmes procédés aux longueurs d'ondes plus faibles grâce aux *klystrons multiplicateurs de fréquence* dont nous esquisserons en temps voulu une description. Toutefois, au-dessous d'une longueur d'onde de 30 cm, le quartz est concurrencé dans un domaine ou dans l'autre par les *cavités résonnantes* qui peuvent se présenter sous les aspects différents :

— soit de cavités fixes, en invar argenté, vidées et scellées, toutes ces précautions étant prises pour éviter les effets de la dilatation thermique de l'enveloppe métallique et de la variation des caractéristiques du milieu diélectrique;

— soit de cavités dont la fréquence de résonance est susceptible de varier grâce au déplacement mesurable d'un piston.

Il n'en demeure pas moins que ces ondemètres doivent être au préalable étalonnés en partant d'un générateur de fréquence-étalon et que leur stabilité dans le temps est rarement meilleure que le cent mil-

(1) Les nombres placés entre crochets correspondent aux ouvrages signalés dans la bibliographie.

lième pour les cavités à fréquence fixe et le vingt millième pour les autres [1].

Jusqu'à présent la fréquence de référence aussi bien pour les générateurs de fréquence jouant le rôle d'étalon primaire que pour les étalons secondaires constitués par les cavités fixes, a été donnée par un générateur piloté par quartz. Récemment, les techniciens américains ont développé une nouvelle méthode qui utilise les raies d'absorption de certains gaz, ces raies situées entre 20 000 et 25 000 Mc : s sont remarquablement stables; l'exploitation de ces phénomènes présente l'avantage dans le domaine des ondes centimétriques de rapprocher la fréquence qui caractérise l'élément de référence de la gamme de fréquences que l'on veut parcourir. Nous reviendrons plus loin sur cette question.

2. Description d'un générateur de fréquences étalon.

Notre introduction ayant précisé les besoins du spécialiste des hyperfréquences, il convient maintenant de décrire très sommairement un générateur de fréquence-étalon que l'on peut considérer comme le modèle du genre en dépit des quelques inconvénients que nous signalerons ultérieurement et qui ne concernent d'ailleurs que les possibilités d'extension vers les ondes millimétriques.

La figure 1 montre, très schématisé, le dispositif employé par le *National Bureau of Standards* [2].

La fréquence de base est fournie par un quartz de 100 kc : s fonctionnant dans des conditions telles que sa fréquence reste stable à 10^{-8} près.

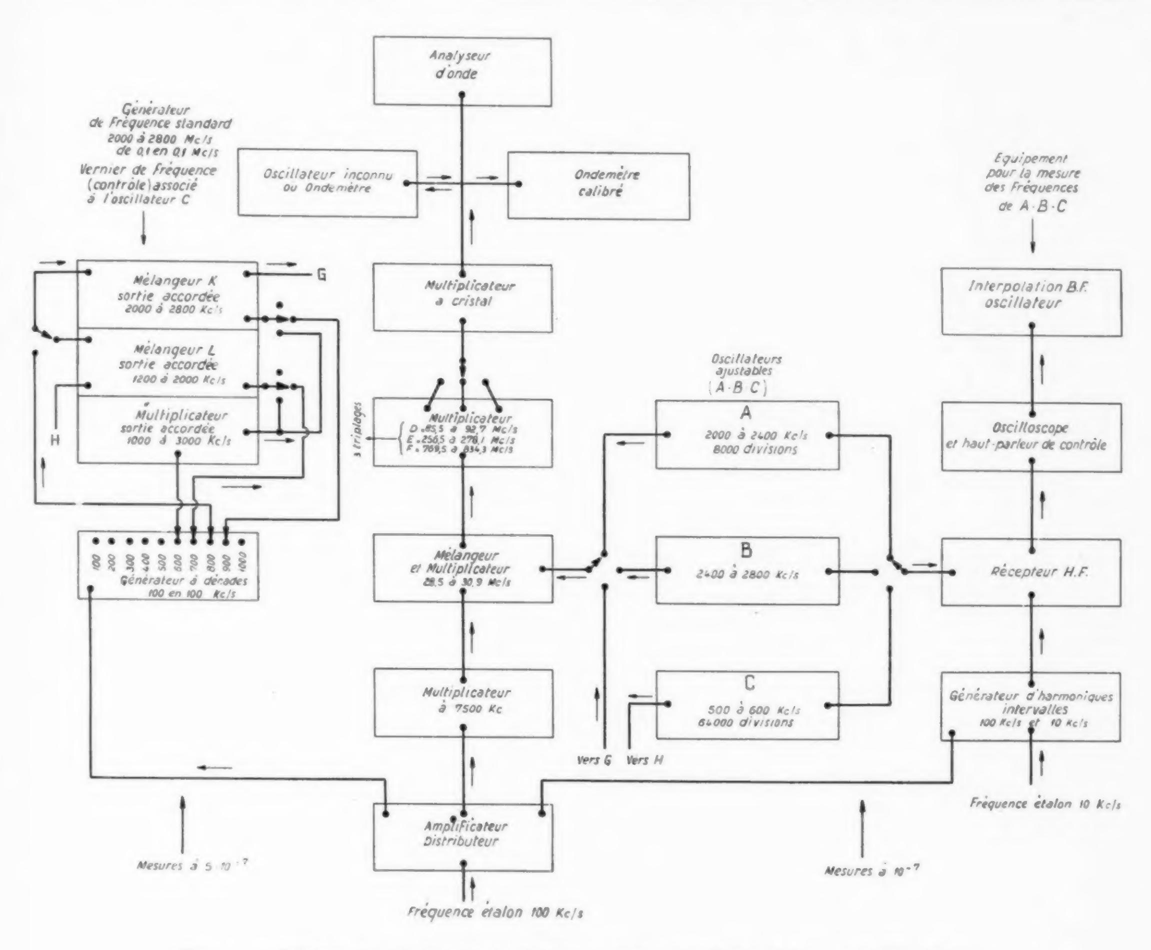


Fig. 1. — Schéma du générateur de fréquence-étalon du *National Bureau of Standards*.

Par multiplications conventionnelles, on passe de 100 kc : s à 7,5 Mc : s, puis par mélange avec le signal que crée l'un des générateurs continûment variables et de bonne précision A et B on dispose, après nouvelles multiplications, de fréquences s'étalant de 28,5 à 30,9 Mc : s.

D'autres multiplications, qu'indique le schéma, conduisent aux environs de 800 Mc : s et l'on atteint les ondes centimétriques grâce aux multiplicateurs à cristaux détecteurs; les trois étages D, E, F, permettent de couvrir sans discontinuité toute la bande de 1 000 à 30 000 Mc : s; dans certains cas, il est possible d'obtenir la même fréquence à partir d'harmoniques différents des trois signaux sortant de D, E ou F; la petitesse des puissances mises en jeu est telle qu'on choisira toujours l'harmonique de rang le plus faible qui procure en général la plus grande puissance.

Étant donné que la fréquence variable obtenue à partir de A et B est connue à 4.10^{-5} près et ne représente que le quart environ de la fréquence totale, la précision atteint sensiblement 1/100 000[e], valeur généralement très suffisante pour l'étalonnage des ondemètres.

Pour des mesures plus précises, on fait appel au générateur variable C que l'on associe au multiplicateur à décades et à l'ensemble des mélangeurs schématisés à gauche de la figure 1; la partie variable de la fréquence ne représente plus que le vingtième de la partie fixe contrôlée par le quartz et l'on obtient ainsi, en principe, compte tenu de la qualité de l'oscillateur C, une précision égale environ à 5.10^{-7}.

Enfin, la fréquence variable peut être constamment mesurée par le dispositif de droite qui schématise un démultiplicateur de fréquence contrôlé par le quartz de base. La précision dans ce cas atteint 10^{-7}, toujours en principe.

2.1.1. L'avantage remarquable de cet équipement est évidemment sa souplesse; selon l'ordre de grandeur de la précision désirée on peut faire appel à des chaînes plus ou moins compliquées; il présente cependant, dans le domaine qui nous intéresse, deux inconvénients : d'abord si le principe du dispositif reste le même que pour les générateurs étalon courants, la nécessité d'atteindre des fréquences aussi élevées que 40 000 Mc : s accroît la complexité de l'installation où l'on doit faire appel à la presque totalité des ressources de la technique radioélectrique; d'autre part, les niveaux de puissance obtenus sur certaines fréquences du spectre sont extrêmement bas, les multiplicateurs à cristaux au silicium ont, en effet, des rendements de conversion très faibles dès que le rang de l'harmonique dépasse 4 ou 5, c'est d'ailleurs la faiblesse des puissances obtenues sous forme harmonique qui conduit à soigner particulièrement les circuits hyperfréquences pour obtenir les rendements maximum.

2.2. Analyse et critique des multiplicateurs a cristaux.

2.2.1. Remarquons que l'équipement du *National Bureau of Standards* conçu pendant la guerre n'était pas prévu pour des fréquences supérieures à 10 000 Mc : s, et il est maintenant nécessaire d'étendre jusqu'aux environs de 30 000 et même 40 000 Mc : s le domaine d'utilisation d'un générateur de fréquence étalon. C'est pourquoi nous allons étudier les possibilités des multiplicateurs à cristaux et examiner les procédés qui permettent de pallier leur insuffisance de rendement.

L'étude expérimentale et théorique des cristaux détecteurs au silicium ou au germanium montre que leur caractéristique $i_{\text{amp}} = f(u)_{\text{volts}}$ lorsque la puissance appliquée devient assez grande est sensiblement assimilable à deux demi-droites de pentes différentes $\left(\frac{1}{\rho_1} \text{ et } \frac{1}{\rho_2}\right)$ ayant leur origine commune au point ($i = 0$, $u = 0$). Dans un montage conforme à la représentation de la figure 2 *a*, si l'on suppose les circuits parfaitement adaptés, aussi bien sur la fondamentale que sur les harmoniques, le rendement de conversion maximum s'écrit pour les harmoniques pairs [3] :

$$\eta_p = \frac{\text{Puissance apparaissant sur l'harmonique de rang } p}{\left\{\begin{array}{c}\text{Puissance totale délivrée par la source}\\ \text{de fréquence fondamentale}\end{array}\right\}},$$

$$(2)\quad \left\{\begin{array}{l} \eta_p = \dfrac{16}{\pi^2(p^2-1)^2}\left(\dfrac{\sqrt{\dfrac{\rho_2}{\rho_1}}-1}{\sqrt{\dfrac{\rho_2}{\rho_1}}+1}\right)^2; \\ \left[\eta_0 = \dfrac{8}{\pi^2}\left(\dfrac{\sqrt{\dfrac{\rho_2}{\rho_1}}-1}{\sqrt{\dfrac{\rho_2}{\rho_1}}+1}\right)^2 \quad \text{(pour le continu)}\right]. \end{array}\right.$$

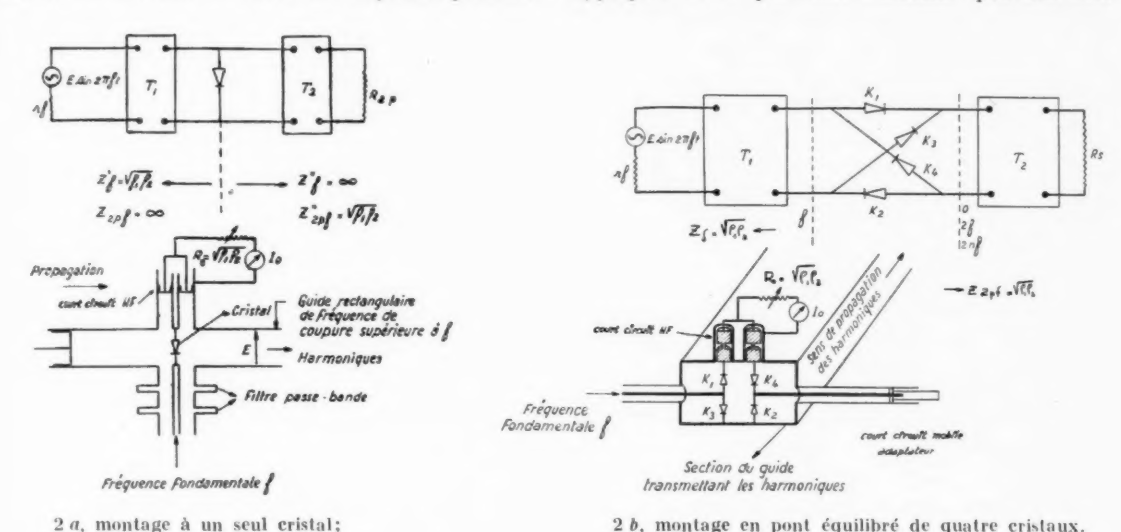
Pour les harmoniques impairs il est théoriquement nul, ce résultat est lié à l'hypothèse sur la nature de la caractéristique et d'ailleurs l'expérience confirme que leur niveau de puissance est en général très faible.

Les rendements sont maximums lorsque l'impédance de source pour la fondamentale et l'impédance de charge pour chaque composante harmonique est égale à $\sqrt{\rho_1 \rho_2}$.

On voit donc déjà la nécessité de faire appel à des circuits compliqués, transformateurs ou adaptateurs d'impédance qui réalisent simultanément une adaptation correcte pour toutes les composantes y compris la composante continue. Une désadaptation sur un harmonique de rang p abaisse le rendement de conversion sur les harmoniques de rang plus élevé et fait d'ailleurs apparaître en même temps quelques harmoniques de rangs impairs. Remarquons d'autre part que nous supposons le rapport $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ indépendant de la fréquence, or, étant donné les inévitables effets des capacités parasites

Pratiquement, on adoptera un cristal destiné à la bande des 10 cm susceptible de dissiper sans danger 0,1 W et présentant un facteur de redressement $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ de l'ordre de 25; dans les conditions les plus favorables, partant d'une fréquence fondamentale de 800 Mc : s on dispose à 9 600 Mc : s ($p = 12$) d'une puissance de $3{,}5 . 10^{-6}$ W et à 32 000 Mc : s ($p = 40$) cette puissance n'est plus que de $30 . 10^{-9}$ W.

En utilisant des montages multiplicateurs en pont de quatre redresseurs équilibrés conformément à la représentation de la figure 2 *b*, la puissance appliquée et la puissance recueillie peuvent être



2 *a*, montage à un seul cristal;

2 *b*, montage en pont équilibré de quatre cristaux.

Fig. 2. — Schéma de circuits multiplicateurs utilisant des cristaux au silicium ou au germanium.

qui viennent shunter la résistance variable du cristal, le rapport effectif $\frac{\rho'_2}{\rho'_1}$ décroît et tend vers l'unité lorsque la fréquence devient de plus en plus grande; il en résulte une chute de rendement par rapport à la valeur optimum indiquée précédemment. Pour remédier à cet inconvénient on peut songer à employer un cristal prévu spécialement pour les fréquences les plus élevées de la gamme : il s'agit alors d'un cristal de petite capacité parasité mais dont les faibles dimensions s'opposent, si l'on veut éviter toute détérioration de l'élément par un échauffement considérable, à l'application d'une puissance fondamentale importante. Autrement dit, on se trouve placé devant un dilemme qui se traduit symboliquement par l'égalité

$$\frac{\text{Puissance maximum appliquée}}{\text{Capacité parasite}} = \text{const.}$$

multipliées par 4; le rendement de conversion maximum demeurant en effet inchangé. D'ailleurs, l'emploi d'un tel montage facilite la séparation entre harmoniques et fondamentale : il s'agit là d'un résultat bien connu des techniciens.

Écartant la solution de la désadaptation qui abaisse le niveau des harmoniques pairs, on obtiendra une puissance encore appréciable sur les harmoniques impairs élevés en utilisant un mélangeur équilibré de quatre cristaux dont la structure rappelle celle du modulateur en anneau des techniques habituelles; sur l'une des diagonales on applique un signal à fréquence fondamentale f et sur l'autre un signal à fréquence $2f$ obtenu à partir d'une première multiplication par 2.

En représentant respectivement par P_f et $P_{2f} = \alpha^2 P_f \left(\alpha^2 \leq \frac{1}{2}\right)$, les puissances dissipées dans

le pont sous forme fondamentale et sous forme d'harmonique 2, on constate que le rendement de conversion optimum s'écrit pour l'harmonique impair P_f

$$\frac{P_{pf}}{P_f + P_{2f}} = \eta_p = \frac{\alpha^2}{(1+\alpha^2)^2}\,\frac{128}{\pi^2}\,\frac{1}{(p^2-4)^2}\left[\frac{\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}-1}{\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}+1}\right]^2.$$

Il est maximum pour $\alpha^2 = \frac{1}{2}$, $\left(P_2f = \frac{Pf}{2}\right)$, or, la puissance maximum d'entrée étant de l'ordre de 0,4 W : 0,27 W proviendront de la source à fréquence f et 0,13 W de la source auxiliaire à fréquence $2f$; cette dernière fraction de la puissance est elle-même obtenue à partir d'un multiplicateur à cristaux ou à tubes diodes facile à réaliser puisqu'il s'agit de passer simplement de 800 à 1 600 Mc : s.

Dans ces conditions, la puissance maximum disponible à 10 400 Mc : s ($p = 13$) est de l'ordre de 35.10^{-6} W, elle n'est plus que de $0,4.10^{-6}$ W à 31 200 Mc : s ($p = 39$).

2.2.2. Remarquons d'abord que ces puissances pourtant infimes ne peuvent être obtenues qu'à l'aide de combinaisons de circuits compliqués et bien étudiés (guides, cavités, filtres); remarquons encore que ces faibles puissances exploitées par exemple pour l'étalonnage d'un ondemètre de précision ne peuvent être utilisées intégralement : en effet, un tel ondemètre fonctionnant par transmission doit être précédé d'un atténuateur à résistance d'une dizaine de décibels qui évite les glissements de la fréquence de résonance sous l'effet de variations aléatoires du circuit d'entrée et qui sert en outre de charge au multiplicateur pour la fréquence étalon correspondante. De même, il est nécessaire d'intercaler entre la sortie de l'ondemètre et le détecteur à cristal un atténuateur de 10 db environ qui réduit l'effet des modifications de caractéristique du détecteur sur la fréquence de résonance de l'ondemètre étudié. Remarquons enfin [1] que la cavité doit être couplée lâchement aux circuits d'excitation et de réception pour éviter une diminution de la surtension et par conséquent de la précision de lecture. Si l'on désire que la surtension en charge soit au moins égale à une fraction β de la surtension à vide, il faut consentir un sacrifice sur la puissance qui excite le détecteur de sortie et le rendement de conversion, rapport de la puissance dissipée dans le cristal à la puissance totale fournie à l'ondemètre s'écrit

$$(4) \qquad \eta = \left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right)^2.$$

Prenons $\beta = 0,5$: η est de l'ordre de 0,1; compte tenu des atténuateurs d'entrée et de sortie on voit que la puissance P_a apparaissant dans le cristal est environ mille fois plus faible que la puissance de départ, soit au voisinage de 30 000 Mc : s, $P_a = 2.10^{-10}$ W. De plus, il ne faut considérer de cette puissance que la fraction convertie par le cristal en puissance continue (ou basse fréquence) P_c est utilisée pour l'excitation du galvanomètre ou de l'amplificateur de mesure; et comme le montre une théorie élémentaire il existe entre P_c et P_a pour un cristal quadratique et dans le cas des faibles niveaux une relation de la forme

$$(5) \qquad P_c = k P_a^2,$$

k ne dépendant que des caractéristiques de l'élément redresseur. Avec des cristaux de bonne qualité et la valeur indiquée plus haut pour P_a, on trouve $P_c = 2.10^{-16}$ W soit très sensiblement 100 fois la puissance de bruit d'agitation thermique pour une largeur de bande limitée à 100 p : s. Or, l'effet Schottky dans le cristal et les bruits provenant des amplificateurs sont tels que l'on atteint pratiquement un rapport signal-bruit égal à l'unité. Les mesures deviennent donc très imprécises.

Remarquons cependant que nous avons esquissé une critique du multiplicateur à cristal à l'occasion de conditions d'emploi qui lui sont particulièrement défavorables. En réalité, comme nous l'exposerons plus loin, c'est presque toujours dans des circuits incorporant des mélangeurs que sera utilisé le signal à fréquence étalon et dans des conditions telles que le rapport signal-bruit demeure bien supérieur à l'unité; toutefois l'expérience prouve que la faiblesse des signaux rend les mesures malaisées et imprécises.

3. Quelques indications sur un standard de fréquence incorporant des tubes pour hyperfréquence.

3.1. Il est possible de pallier les inconvénients signalés précédemment en faisant appel à des techniques propres aux micro-ondes : on peut au delà d'une certaine fréquence relever le niveau de puissance en insérant dans la chaîne de multiplication un tube amplificateur à propagation d'onde; soit mieux encore n'employer les multiplicateurs à cristaux qu'à partir d'une fréquence bien supérieure à 800 Mc : s, en faisant intervenir un *klystron multiplicateur*. La théorie succincte et les possibilités d'un tel tube ont été décrites par R. Warnecke dans un récent article des *Annales de Radioélectricité* [10];

nous nous bornerons à rappeler en annexe les caractéristiques essentielles du tube C.S.F.X.M.10. (Il est bien évident que l'on peut combiner le tube à propagation d'onde et le klystron multiplicateur dans un même montage.) A titre d'exemple, le tube X. M. 10 possède une cavité d'entrée, rassembleur, dont la fréquence de résonance est réglable de 250 à 310 Mc : s; la cavité de sortie, collecteur, également réglable permet de recueillir les harmoniques 8 à 13 de la fréquence d'entrée. On peut donc couvrir une gamme continue de 2 000 à 4 000 Mc : s avec une puissance utile de l'ordre de 250 mW, la puissance haute fréquence appliquée à l'entrée étant d'environ 5 W. A l'aide du multiplicateur à quatre cristaux décrit précédemment il devient alors possible d'atteindre des fréquences avoisinant 32 000 Mc : s (harmonique 8) en disposant d'une puissance maximum de 40.10^{-6} W; cette valeur comparée à celles que nous indiquions plus haut montre bien que l'inconvénient représenté par l'adjonction d'un tube dans l'équipement est largement compensé par les simplifications apportées dans l'élaboration des circuits associés au multiplicateur à cristaux auquel on ne demande plus un rendement de conversion maximum.

Au passif du klystron multiplicateur de fréquence, il faut signaler que le réglage simultané des cavités d'entrée et de sortie présente un léger inconvénient d'ordre pratique.

3.1.1. *Première variante.* — Pour plus de commodité on peut employer cet organe dans un montage différent : partant d'un pilote à quartz de 100 kc : s ayant toutes les qualités de stabilité requises, on atteint par multiplications conventionnelles, une fréquence H de 300 Mc : s; la puissance est appliquée à la cavité d'entrée; on recueille à la sortie de la seconde cavité environ 250 mW sur les fréquences harmoniques pH connues avec la précision de l'étalon de base, soit : 2 100, 2 400, 2 700, 3 000, 3 300, 3 600 et 3 900 Mc : s; la fréquence inconnue F à déterminer s'écarte au maximum de 150 Mc : s de l'un des harmoniques pH précités; un ondemètre à cavité étalonné au millième par exemple fournit un ordre de grandeur de F et permet de choisir sans hésitation l'harmonique pH convenable. Après mélange entre F et pH, on dispose d'un signal de fréquence F —pH inférieur à 150 Mc : s et que l'on sait mesurer avec précision par les procédés maintenant classiques de démultiplications successives dont on trouvera la description la plus récente [4] dans un article de M. Berman paru dans l'*Onde électrique* de mars 1947. Remarquons que le quartz de base utilisé pour stabiliser la source à 300 Mc : s est également employé dans la chaîne de démultiplication.

3.1.2. *Deuxième variante.* — Le reproche que l'on peut faire à un tel système c'est de ne pas constituer à proprement parler un générateur de fréquence étalon puisqu'en aucun point de la chaîne on ne dispose effectivement d'une fréquence étalon égale à la fréquence à mesurer : le résultat cherché n'est obtenu que par addition ou soustraction de deux fréquences connues avec la précision du quartz de base; ce défaut est d'ailleurs mineur. Pour y obvier et aussi dans le but d'obtenir les fréquences très élevées, on utilise une source auxiliaire s dont la fréquence f variable de 0 à 150 Mc : s est constamment contrôlable à partir du quartz de référence. Un mélangeur équilibré constitué essentiellement par un pont de quatre cristaux détecteurs et qui n'est que la transposition dans le domaine du micro-ondes du modulateur en anneau permet d'obtenir toutes les fréquences p$H \pm F$, donc de couvrir une gamme continue de 1 950 à 4 050 Mc : s; en appliquant au mélangeur une puissance de l'ordre de 500 mW partagée également entre les deux sources à fréquences f et pH il est possible de recueillir sur chaque composante p$H + F$ une puissance d'environ 50 mW; utilisant ensuite un multiplicateur à cristaux on couvre toute la gamme de 1 950 à 32 400 Mc : s en disposant d'une puissance au moins égale à 5.10^{-6} W.

3.1.3. Cette dernière variante permet de mieux comprendre les avantages que l'on peut attendre de l'utilisation d'un klystron multiplicateur.

Étant donné que pour un *même cristal*, le rendement de conversion est, en gros, inversement proportionnel à la quatrième puissance du rang de l'harmonique, le fait de n'employer les multiplicateurs à cristaux qu'à partir de 3 200 Mc : s au lieu de 800, procure sur les harmoniques élevés un gain relatif de puissance égal à 250 environ, si l'on suppose toutefois que les puissances appliquées sont les mêmes dans les deux cas. En fait, il faut tenir compte de la perte d'insertion du mélangeur nécessaire à l'obtention d'un spectre continu. Cette perte étant de l'ordre de 10 db, le gain de puissance n'est plus que de 25; mais, d'autre part, comme la puissance d'attaque du multiplicateur à cristaux est moins élevée que dans le cas initial (40 mW au lieu de 400) il est possible d'adopter des éléments détecteurs prévus par exemple pour la bande de 10 000 Mc : s (au lieu de 3 000) dont les capacités parasites, plus faibles, affectent moins le facteur de redressement $\frac{\rho_2}{\rho_1}$. Le système décrit permet également d'écarter les

difficultés relatives à l'obtention d'harmoniques impairs : en effet, toutes les fréquences du spectre correspondent à des harmoniques pairs des fréquences fondamentales (2 000 à 4 000 Mc : s). Enfin, le fait de choisir pour l'attaque du klystron multiplicateur une fréquence de départ assez basse (300 Mc : s) procure quelques avantages, relatifs au générateur d'interpolation (0-150 Mc : s) dont la construction relève de techniques bien connues.

3.2. Fréquence de référence et précision de la mesure. — Les dispositifs que nous venons de décrire donnent la possibilité, partant d'un générateur étalon classique de 0 à 150 Mc : s, de réaliser sans grosse difficulté, grâce au klystron multiplicateur de fréquence, un générateur étalon atteignant 30 ou 40 000 Mc : s.

En principe, puisque toutes les fréquences sont comparées en définitive à celle du quartz de base, la même précision relative est conservée d'une extrémité du spectre à l'autre. En fait, il faut tenir compte des instabilités du quartz, de celles du générateur variable haute fréquence, pendant la durée de la mesure de l'erreur absolue sur l'étalonnage du générateur basse fréquence d'interpolation (*fig.* 1); dans le cas de l'équipement du *National Bureau of Standards* les seules erreurs que nous venons d'énumérer ne permettent pas de mesurer la fréquence avec une précision meilleure que $\pm 10^{-6}$.

Il faut aussi tenir compte de la précision de lecture des divers organes de mesure qui interviennent sous des aspects variés dans la comparaison ultime entre la fréquence inconnue et la fréquence étalon.

Il convient encore de considérer que les sources d'alimentation des différents tubes multiplicateurs ne sont jamais parfaitement stabilisées ou filtrées et qu'il peut en résulter, quels que soient les découplages entre étages de légères modulations de phase, dont les effets cumulatifs sont d'autant plus sensibles que le rapport de la fréquence utilisée à la fréquence du quartz de base est plus élevé; analysé au récepteur ce défaut se traduit par une incertitude sur la position exacte de la fréquence de battement.

Enfin, aucun physicien n'a encore vérifié que dans la multiplication de fréquence par des nombres aussi élevés que 400 000 n'interviennent pas d'autres phénomènes secondaires qui limitent la précision [1].

Ces difficultés ont conduit, au cours des derniers mois, les techniciens américains [5] à étudier la possibilité de remplacer le quartz par un nouvel étalon de référence dont la fréquence se situe à l'autre extrémité du spectre à explorer; ils ont adopté les raies d'absorption sélective de certains gaz, raies situées entre 20 000 et 25 000 Mc : s; la fréquence d'absorption maximum est remarquablement stable et demeure indépendante des conditions de température et de pression; par contre la largeur de bande d'absorption dépend de la nature et des caractéristiques d'état du gaz, selon une loi

$$\Delta f = KP\sqrt{T}. \tag{6}$$

K, coefficient caractérisant le gaz;
P, pression;
T, température absolue.

Pour le gaz ammoniac par exemple, sous une pression de 8.10^{-3} mm de mercure et une température de 300° K, la raie axée sur 24 000 kc : s environ possède une largeur de bande de 240 kc : s; un élément de guide rempli de ce gaz se comporte donc comme une cavité résonnante de fréquence centrale parfaitement stable et de surtension voisine de 100 000.

On conçoit l'exploitation que l'on peut faire de tels phénomènes dans le but d'établir un standard hyperfréquence étalon.

Jusqu'à présent, pour stabiliser la fréquence des klystrons reflex par exemple, on leur a associé des systèmes de contrôle automatique, ou servomécanismes, dont l'organe essentiel est une cavité résonnante de surtension élevée jouant le rôle de discriminateur; les variantes techniques sont nombreuses et nous renvoyons à la bibliographie pour plus amples informations [6], [7], [8], [9]. Dans le cas actuel la cellule à ammoniac remplace la cavité résonnante et l'on peut ainsi obtenir une source à 24 000 Mc : s connue à tout instant avec une précision relative de l'ordre de $\pm 10^{-6}$. Un

(1) On a pu par exemple constater que contrairement aux diodes classiques les cristaux donnent une f. é. m. de bruit qui n'est pas également répartie sur tout le spectre, vers les basses fréquences; elle croît comme $\frac{1}{f}$ lorsque la puissance appliquée dépasse quelques milliwatts, loi qui ne demeure évidemment pas valable pour f très petit. De nombreuses hypothèses qualitatives ont été ébauchées pour interpréter ces faits particuliers : celle qui semble la plus vraisemblable les attribue à des oscillations basse fréquence de relaxation, d'origine thermique [11].

Si nous acceptons cette explication, il faut admettre que dans un cristal multiplicateur, par exemple, il se produit au rythme de ces oscillations parasites une variation des caractéristiques de l'élément redresseur, accompagnée d'une modulation de phase; la modulation de fréquence correspondante entraîne sur les fréquences harmoniques élevées une erreur qui peut n'être pas négligeable.

dispositif analogue permet d'obtenir tout aussi bien une source étalon à 300 Mc : s; si nous partons en effet d'un générateur conventionnel oscillant aux environs de cette fréquence, un klystron multiplicateur suivi d'un multiplicateur à cristaux nous fournit une fréquence voisine de 24 000 Mc : s qui doit être comparée à celle de la raie d'absorption; le signal discriminé, résultat de cette opération, agit sur une électrode convenable du tube oscillant à 300 Mc : s. On peut ensuite par des procédés conventionnels diviser la fréquence de 300 Mc : s jusqu'à obtention de fréquences aussi basses qu'on le jugera utile, 10 Mc : s par exemple; il devient alors possible à l'aide de circuits de comptage électronique de comparer la fréquence de départ aux étalons d'origine astronomique; on peut présumer que les raies spectrales déjà employées comme étalon de longueur pourront bientôt jouer le rôle d'étalon de temps.

Enfin, un avantage notoire du système actuel sur celui que nous décrivions initialement réside dans le mécanisme de la stabilisation : en effet, tous les bruits introduits par les multiplications successives, en particulier les modulations parasites de fréquence dues aux cristaux, apparaissent dans la chaîne directe du circuit de régulation et conformément aux théories bien connues sur la contre-réaction, ils doivent être considérablement réduits.

4. Emploi d'un générateur de fréquence étalon pour l'étalonnage des ondemètres à cavité.

4.0. Dans la technique des micro-ondes, les ondemètres ou fréquencemètres à cavité constituent des étalons secondaires que l'on doit comparer initialement à l'un des étalons primaires que nous venons de décrire.

Nous allons exposer succinctement le principe de deux dispositifs employés, l'un au *Radiation Laboratory*, l'autre au Centre de Recherches techniques de la Compagnie générale de Télégraphie sans fil.

4.1. La figure 3 représente schématiquement l'équipement du *Radiation Laboratory*. Un klystron reflex est modulé en fréquence à l'aide d'un signal basse fréquence f ($f = 50$ p : s par exemple) en forme de sinusoïde ou de dent de scie; ce signal est également appliqué aux plaques de déflection horizontale d'un oscilloscope : La puissance modulée fournie par le générateur est partagée entre deux voies; la première comprend un atténuateur de 10 à 20 db, la cavité à étalonner, un second atténuateur et enfin le cristal à détection quadratique; le signal détecté est appliqué après amplification aux plaques de déflexion verticale de l'oscilloscope et l'on voit se dessiner sur l'écran la courbe de résonance de la cavité à étalonner (tout au moins dans la mesure où la modulation de fréquence demeure linéaire).

La seconde voie comporte essentiellement un mélangeur équilibré à cristaux où viennent se combiner la fréquence modulée

$$F_0 + \Delta F_0 \varphi(2\pi f t),$$

et la fréquence F_1 fournie par le générateur étalon.

φ représente une fonction périodique de $2\pi f t$ comprise entre -1 et $+1$.

Le signal à fréquence intermédiaire

$$F_0 - F_1 + \Delta F_0 \varphi(2\pi f t)$$

est appliqué à un *amplificateur sélectif* dont la fréquence de résonance F est réglable de façon connue. Deux fois au cours d'une période de balayage la fréquence intermédiaire prend la valeur F.

Représentons par t_1 et t_2 les époques où cette égalité se produit, les fréquences instantanées correspondantes sont alors données par les relations

$$F_0 + \Delta F_0 \varphi(2\pi f t_1) = F_1 + F, \tag{7}$$

et

$$F_0 + \Delta F_0 \varphi(2\pi f t_2) = F_1 - F. \tag{8}$$

Aux temps t_1 et t_2 apparaissent à la sortie de l'amplificateur sélectif des impulsions modulées qui après détection et amplification sont appliquées au Wehnelt du tube cathodique de l'oscilloscope; deux points de plus grande intensité lumineuse se remarquent alors sur la courbe de résonance, ils correspondent aux fréquences $F_1 + F$ et $F_1 - F$; en modifiant F_1 on parvient à placer les deux points sur une même horizontale, et dans ce cas

$$\Delta F_0 \varphi(2\pi f t_1) = -\Delta F_0 \varphi(2\pi f t_2), \tag{9}$$

la comparaison de (1) et (2) montre que l'on a alors $F_0 = F_1$; en faisant varier F, les points lumineux se déplacent sur la courbe de résonance mais demeurent sur une même horizontale; lorsqu'ils parviennent à mi-hauteur la valeur $F_{\frac{1}{2}}$ correspondante donne la valeur de la surtension par la relation

$$Q = \frac{F_1}{2F_{\frac{1}{2}}}.$$

4.1.1. Apparemment, l'avantage essentiel de cette méthode réside dans le fait qu'elle permet de mesurer la fréquence en plaçant les points indi-

cateurs sur la courbe de résonance $I = \psi\,(\Delta F)$ en des régions où la pente $\frac{dI}{d(\Delta F)}$ est maximum.

Une analyse élémentaire montre en effet qu'au voisinage des ordonnées $I = \frac{3}{4} I_0$ (I_0 représentant l'amplitude à la résonance), la précision dans la signalés plus loin, il en résulte une erreur relative d'environ $\pm \frac{1}{80\,Q}$ sur la valeur vraie de la fréquence de résonance.

4.1.2. Parmi les inconvénients signalons avant tout l'existence de deux traces lumineuses en régime

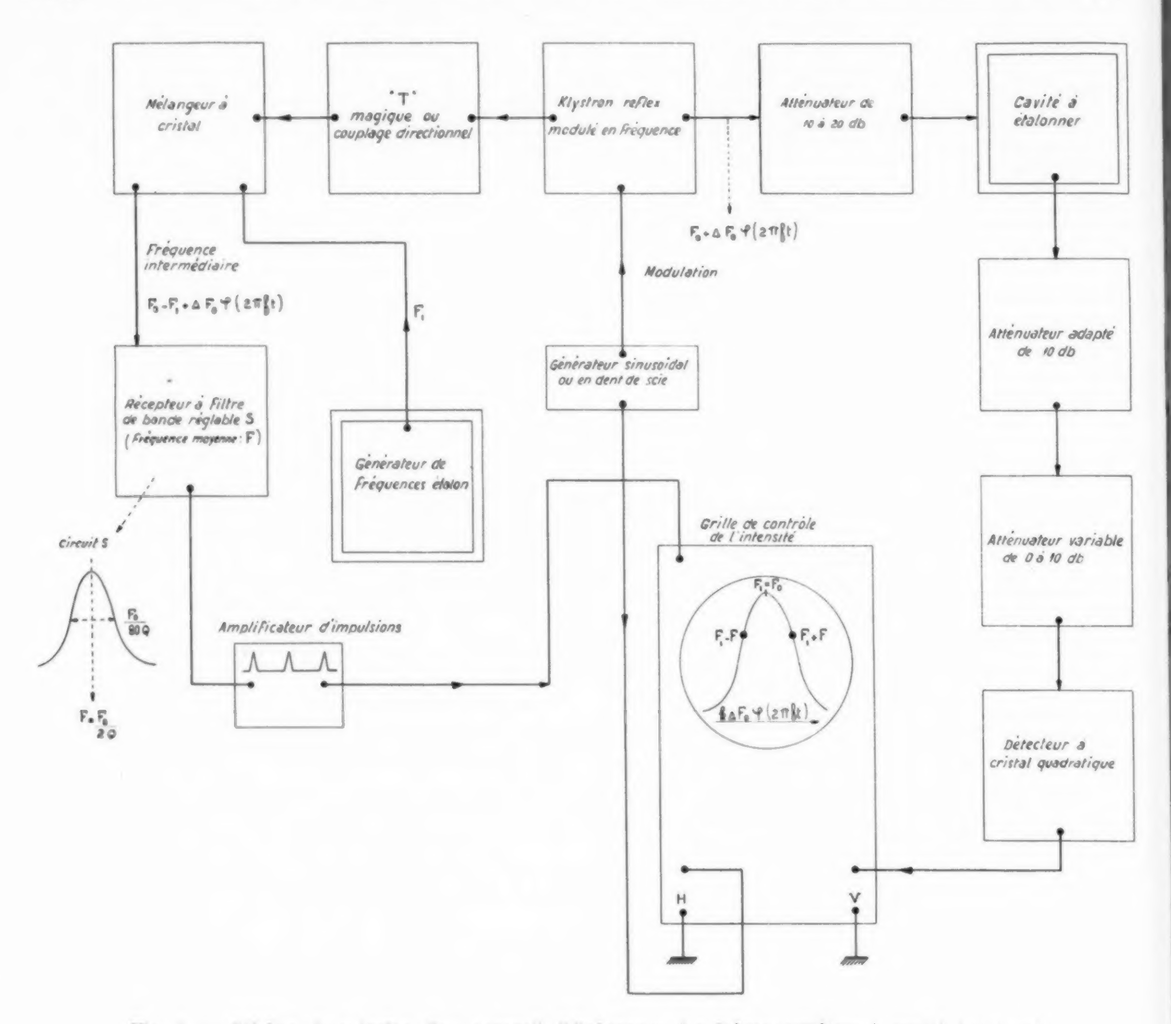


Fig. 3. — Schéma de principe d'un appareil d'étalonnage des fréquencemètres à cavité (1[er] type).

mesure de la variation de fréquence est donnée par la relation

$$\frac{d(\Delta F)}{F_0} = \frac{1}{\sqrt{3}\,Q}\,\frac{dI}{I}. \qquad (10)$$

Il est possible d'apprécier une variation $\frac{dI}{I}$ inférieure à 2 % et si l'on fait abstraction des défauts de balayage sinusoïdal; la difficulté sur chaque trace de mettre en phase les deux signaux à fréquence fondamentale f, l'un reproduisant la courbe de résonance, l'autre les points indicateurs de fréquence.

Signalons encore les erreurs inhérentes à la grosseur des taches lumineuses; en effet la largeur totale de la courbe de résonance étant sensiblement égale,

lorsqu'on l'exprime en valeur relative, à $\frac{4}{Q}$, il convient que la profondeur de modulation ΔF_0 du générateur auxiliaire de balayage soit telle que $\frac{\Delta F_0}{F_0} = \frac{2}{Q}$; d'autre part, si l'on désire atteindre la précision annoncée plus haut, la largeur de la tache, exprimée en fréquence, ne doit pas dépasser $\frac{F_0}{80Q}$; cette limitation fixe également la largeur de bande maximum du circuit sélectif S incorporé à l'amplificateur de fréquence intermédiaire; la fréquence centrale F de S pour les points à demi-puissance de la courbe de résonance est égale à $\frac{F_0}{2Q}$. Imaginons que S est constitué par un circuit-bouchon de fréquence de résonance $\frac{F_0}{2Q}$ et de surtension $q = \frac{\frac{F_0}{2Q}}{\frac{F_0}{80Q}} = 40$.

Ce circuit est excité périodiquement par une onde modulée en fréquence

$$(11) \qquad \Delta F_0 \sin 2\pi ft = \frac{2F_0}{Q} \sin 2\pi ft,$$

pour qu'il réponde instantanément à cette excitation, il convient que la condition

$$(12) \qquad 4q^2 \frac{\Delta F_0}{F} \frac{F}{f} < 1$$

soit vérifiée, ou encore dans le cas actuel

$$(13) \qquad 5.10^4 Q \frac{f}{F_0} = \alpha < 1).$$

Prenons

$$Q = 3\,000, \qquad f = 50 \text{ p : s}, \qquad F_0 = 10^{10} \text{ p : s } (\lambda = 3 \text{ cm}),$$

on trouve $\alpha = 1$. Pratiquement, il en résulte un aplatissement notable et un déplacement du maximum de la courbe de résonance apparente du circuit S et par conséquent un élargissement des taches indicatrices de fréquence et une altération de la précision de mesure. On peut évidemment diminuer f, mais il est difficile si l'on veut assurer la persistance des impressions lumineuses de descendre au-dessous de 10 p : s (et l'on retrouve d'ailleurs la même difficulté si par exemple $Q = 4\,500$ et $F_0 = 3.10^9$ p : s ($\lambda = 10$ cm)].

Pratiquement, la précision relative sera rarement meilleure que $\frac{1}{20Q}$.

4.2. Le système que nous proposons (*fig.* 4), d'une réalisation beaucoup plus simple, n'est pas sujet aux mêmes critiques, bien qu'il semble donner, en première analyse, des résultats moins précis.

Le klystron-réflex auxiliaire fournit un signal de fréquence $F_0 + \Delta F_0 \varphi(2\pi ft)$ et d'amplitude constante que la cavité à étalonner transforme en un signal u_1 modulé en amplitude et en fréquence

$$(14) \qquad u_1 = \frac{U_1}{1 + 2jQ\frac{\Delta F_0}{F_0}\varphi(2\pi ft)} \times \cos\left[F_0 t + \Delta F_0 \int_0^t \varphi(2\pi ft)\,dt\right],$$

u_1 est appliqué en même temps que le signal

$$u_2 = U_2 \sin 2\pi F_1 t$$

provenant du générateur de fréquence étalon, à un cristal quadratique de caractéristique

$$(15) \qquad i = au + bu^2.$$

Le produit de détection est envoyé à l'entrée d'un amplificateur basse fréquence A dont nous déterminerons plus loin la largeur de bande. Les seules composantes utiles sont

$$(16) \qquad i_1 = \frac{U_1^2}{2\left\{1 + 4Q^2\left(\frac{\Delta F}{F_0}\right)^2 \varphi^2(2\pi ft)\right\}},$$

qui reproduit sur l'écran de l'oscilloscope la courbe de résonance de la cavité, et

$$(17) \qquad i_2 = \frac{U_1 U_2}{2\sqrt{1 + 4Q^2\left(\frac{\Delta F_0}{F_0}\right)^2 \varphi^2(2\pi ft)}} \times \cos\left[(F_0 - F_1)t + \Delta F_0 \int_0^t \varphi(2\pi ft)\,dt\right],$$

qui vient perturber la courbe de résonance aussi longtemps que la fréquence instantanée

$$|F_0 - F_1 + \Delta F_0 \varphi(2\pi ft)|$$

reste comprise dans la bande passante de l'amplificateur A; l'allure de la perturbation P est représentée agrandie sur la partie droite de la figure 4. Il suffit de faire varier F_1 pour obtenir la coïncidence entre le centre de la perturbation et le sommet de la courbe de résonance.

4.2.1. Examinons maintenant comment doivent être choisis les différents paramètres pour assurer la plus grande précision possible. Autour de la résonance la variation relative de fréquence qui correspond à un écart d'amplitude $\frac{\Delta I_0}{I_0}$ s'écrit

$$(18) \qquad \frac{\Delta F}{F_0} = \frac{\sqrt{\frac{\Delta I_0}{I_0}}}{2Q}.$$

Si l'on sait apprécier une variation $\frac{\Delta I_0}{I_0}$ égale à 2 % on voit que l'erreur relative

$$\frac{\Delta F}{F_0} = \frac{1}{15Q}.$$

En se bornant à ne passer de la courbe de résonance que le quart supérieur limité aux points où la pente est maximum, on peut réduire cette erreur à $\frac{\Delta F_0}{F_0} = \frac{1}{30Q}$; ce résultat est obtenu en diminuant l'amplitude de la modulation de fréquence de l'oscillateur auxiliaire.

On aura intérêt à prendre comme largeur de la perturbation indicatrice de fréquence, donc comme bande passante de l'amplificateur A une valeur $(\Delta F)_f$ telle que

$$\frac{\Delta F_f}{F_0} = \frac{1}{100Q}.$$

D'autre part, la courbe de résonance possède une période fondamentale égale à $\frac{1}{2f}$ et est assez riche en harmoniques, il convient que A soit susceptible de passer, si l'on veut éviter une distorsion notable, une bande égale au moins à $30f$; remarquons que dans le cas actuel où l'on se borne à n'utiliser que la partie supérieure de la courbe de résonance, les risques de déformations sont moins considérables. La condition à satisfaire est donc

$$30f < \Delta F_f. \tag{19}$$

Si $Q = 10^4$ et $F_0 = 3.10^9$ p : s :

$$\Delta F_f = 3\,000 \text{ pps}.$$

Pour $f = 50$ p : s la condition précédente est donc satisfaite. De toute façon la diminution de f jusqu'à 10 p : s environ présentera de l'intérêt.

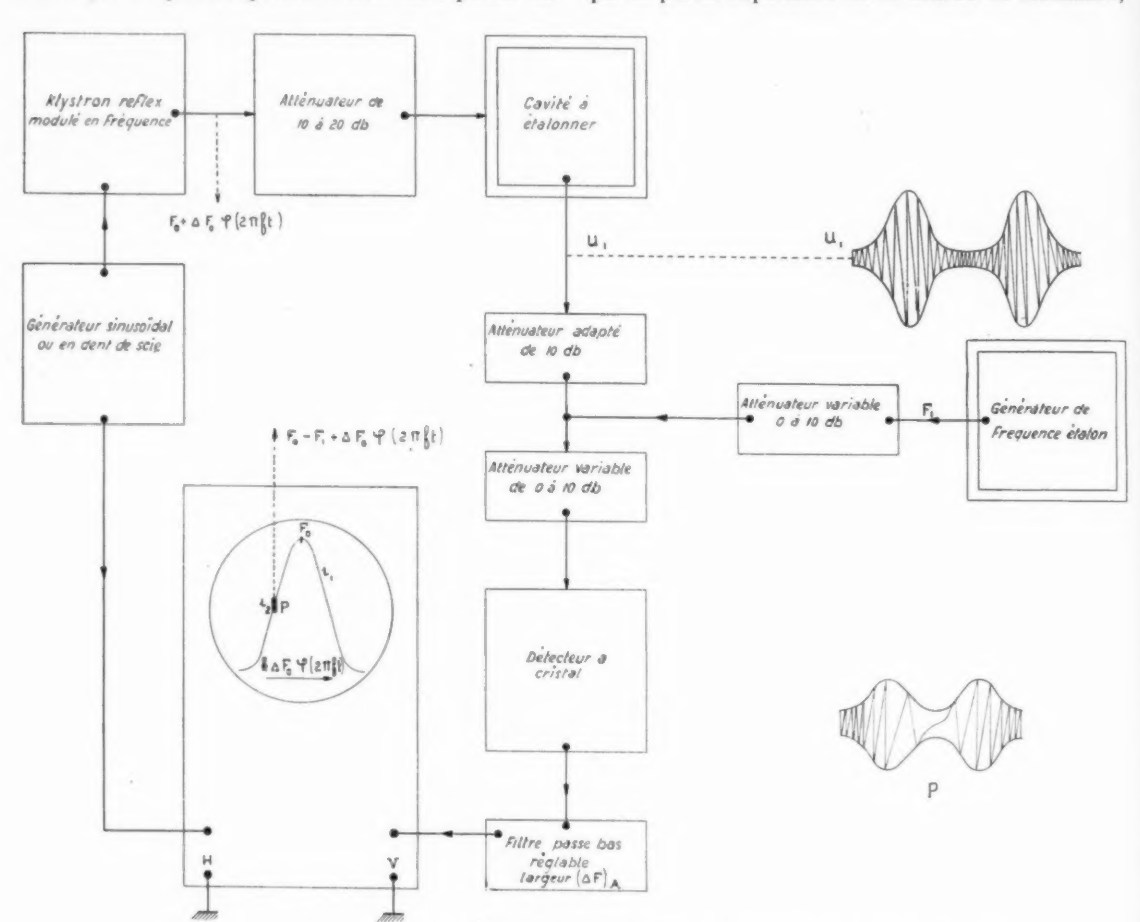


Fig. 4. — Schéma de principe d'un appareil d'étalonnage des fréquencemètres à cavité (2ᵉ type).

Ce procédé n'est pas comme le précédent sujet aux critiques relatives à l'emploi d'un circuit sélectif pour l'obtention de la perturbation indicatrice de fréquence. Toutefois la petitesse de la fréquence intermédiaire entraîne l'apparition d'un bruit de cristal assez important.

Enfin, il permet de mesurer également la surtension de la cavité; dans ce but il n'est pas nécessaire en effet de tracer toute la courbe de résonance : la comparaison des largeurs de bande au bas de la courbe partielle et à mi-niveau, par exemple, suffit à déterminer Q.

4.3. Les deux systèmes décrits facilitent l'étude fine des ondemètres; ils fournissent une méthode visuelle et rapide de détermination des caractéristiques autres que la fréquence de résonance et la surtension : sensibilité, précision de lecture, effets de température et d'humidité, irrégularités mécaniques, etc.

L'étalonnage et l'étude des ondemètres fonctionnant par absorption peuvent être effectués par des procédés semblables.

5. Conclusion.

La détermination de plus en plus précise des fréquences jusqu'aux environs de 40 000 Mc : s conditionne dans une certaine mesure les progrès des techniques qui utilisent les micro-ondes; la réalisation de générateurs de fréquences étalons représente donc une nécessité impérieuse : la solution la plus rapide consiste à étendre vers les très hautes fréquences la gamme d'emploi des équipements actuels qui utilisent la fréquence de référence d'un quartz en leur adjoignant des klystrons multiplicateurs de fréquence associés à des multiplicateurs à cristaux; par la suite on pourra songer à établir des générateurs étalons spécialement indiqués pour la gamme de 1 500 à 50 000 Mc : s en utilisant comme référence les raies d'absorption de certains gaz au voisinage de 25 000 Mc : s.

ANNEXE.

KLYSTRON MULTIPLICATEUR TYPE X. M. 10.

1. Le tube X.M.10 est un klystron multiplicateur de fréquence dont les cavités d'entrée et de sortie peuvent être accordées sur des longueurs d'onde variant entre 95 et 125 cm pour le rassembleur et entre 7,7 et 14,5 cm pour le collecteur.

2. Description du tube (voir *fig.* 5). — La structure du tube est la suivante :

a. Un canon à électrons formé d'une cathode plane à oxyde entourée d'un cylindre de Wehnelt permettant la focalisation.

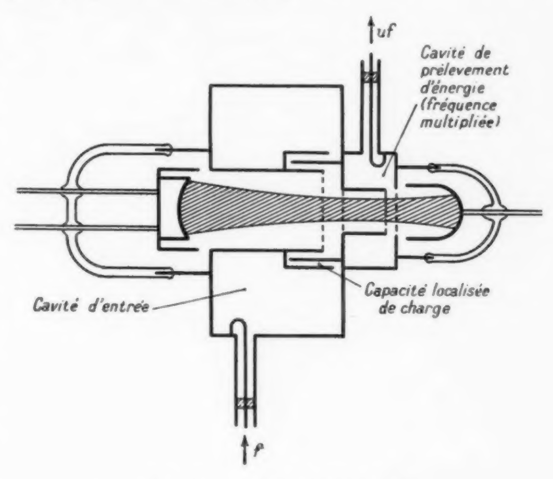


Fig. 5. — Coupe schématique d'un klystron multiplicateur de fréquence.

b. Une cavité rassembleuse du type *pot oscillant* qui doit résonner aux environs d'une longueur d'onde de 1 m. Afin de ne pas lui donner de dimensions exagérées on a été conduit à y adjoindre une partie capacitive assez importante.



Fig. 6. — Vue extérieure du tube X.M.10, en l'absence des deux systèmes de déformation.

On sait en effet qu'une cavité rhumbatron homothétique de celles que l'on utilise dans les klystrons amplificateurs fonctionnant aux environs de 10 cm, aurait pour la longueur d'onde actuelle une hauteur de 45 cm et un diamètre de 30 cm environ.

Cette opération a pour résultat de diminuer la surtension de la cavité ainsi que son impédance à la résonance. Ceci explique que l'on soit amené à dépenser une puissance d'entrée appréciable.

c. Une cavité de sortie accordée sur 10 cm environ permettant de recueillir l'énergie sur l'harmonique désiré. Cette cavité ne présente aucune différence avec celles que l'on peut voir dans les klystrons classiques.

d. Enfin, *une anode* munie d'ailettes de refroidissement qui facilitent la dissipation de l'énergie perdue du faisceau électronique.

Des antennes munies de boucles permettent de coupler les cavités au générateur oscillant sur 1 m et aux organes d'utilisation.

3. Théorie sommaire du fonctionnement. — Le faisceau électronique, accéléré par la tension continue appliquée au tube, passe entre les grilles de la première cavité. Celle-ci, convenablement excitée, développe au niveau des grilles un champ haute fréquence qui accélère ou retarde les électrons, suivant leur phase d'entrée; les électrons traversent ensuite le tube de glissement, que l'on peut considérer comme un espace équipotentiel dans la mesure où l'on néglige les effets de charge d'espace; les électrons les plus rapides rattrapent les plus lents et le courant à la sortie du tube de glissement est profondément modulé en amplitude; c'est là le mécanisme bien connu du fonctionnement des tubes à modulation de vitesse. Cependant, le courant est modulé d'une manière suffisamment profonde et, si l'on développe son amplitude en série de Fourier, des harmoniques d'ordre élevé apparaissent avec une amplitude relativement grande : pour l'harmonique 10, la théorie cinématique indique que la composante correspondante s'écrit

$$i_{10} = 2 I_0 J_{10}(10x)$$

I_0, intensité du courant total;
J_{10}, fonction de Bessel de première espèce d'ordre 10;
x, paramètre dépendant des dimensions du tube, de la tension appliquée et du champ sur les grilles du rassembleur.

Le maximum de J_{10} étant 0,30 pour $x = 1,2$: $I_{10\max} = 0,6\, I_0$. Si l'on suppose alors que le collecteur présente entre ses grilles une *différence de potentiel haute fréquence* égale à la haute tension continue (valeur maximum compatible avec la condition de non-réflexion des électrons), la puissance maximum que l'on peut théoriquement obtenir s'écrit

$$W_{10} = \frac{0,6 I_0 V_0}{2} = 0,3 I_0 V_0.$$

Le rendement de conversion du tube est alors de 30 %.

Malheureusement, cette théorie élémentaire fournit des résultats très éloignés des constatations expérimentales, surtout parce qu'elle ne tient pas compte des effets de dégroupement dus à la charge d'espace. Ces effets, que l'on peut négliger en première approximation pour tous les klystrons amplificateurs à faible gain, se révèlent ici extrêmement importants comme on peut le comprendre intuitivement : dans un courant modulé, seuls les sommets étroits peuvent provoquer l'apparition d'harmoniques de rang élevé, ceci suppose donc l'existence en certains points du faisceau de densités de courant très élevées; or, les forces répulsives entre électrons sont d'autant plus intenses que la densité de charge est plus forte. On conçoit donc que le rendement soit sérieusement diminué par ce phénomène. On constatera dans le tableau suivant que les rendements pratiques atteints sur le X.M.10 varient de 2,5 à 4 ‰.

Caractéristiques du tube.

Tension d'accélération maximum	1500 V
Intensité maximum du courant transporté par le faisceau électronique	80 mA
Puissance continue appliquée maximum...	120 W
Tension de chauffage	6,3 V

V_0 (volts).	I_0 (mA).	$W_{entrée}$ (watts) ($\lambda = 1,12$ m).	W_{sortie} (mW) ($n = 11$, $\lambda = 10,2$ cm).
400	12	0,9	15
600	21	1,6	35
800	32	2,5	80
1000	45	3,5	160
1100	50	4	190
1200	56	4,5	230
1300	60	5,1	260
1400	62	5,8	300
1500	70	6,5	330

En fonctionnement normal, soit pour une puissance continue de 80 W, il est indispensable de refroidir le tube par un courant d'air d'environ 15 dm³ : s.

BIBLIOGRAPHIE.

1. M. Denis et R. Liot, *Contribution à l'étude des procédés et appareils de mesure dans le domaine des ondes centimétriques* (2e partie) (*Annales de Radioélectricité*, t. 3, n° 13, juillet 1948).

2. L. B. Young, *Frequency measurements* (*Technique of microwave measurements*, p. 343-375, édité par Carol G. Mongtgomery, 1947).

3. Demande de brevet français, numéro provisoire 529.143 au nom de la Compagnie générale de Télégraphie sans fil (inv. M. Denis), déposée le 31 janvier 1947.

4. L. M. Berman, *Fréquencemètre de haute précision jusqu'à* 100 Mc : s *à lecture directe avec enregistreur* (*Onde électrique*, vol. 27, n° 240, mars 1947, p. 87-93).

5. W. D. Hershberger et L. E. Norton, *Frequency stabilization with microwave spectral lines* (*R.C.A. Review*, vol. 9, n° 1, mars 1948, p. 38 à 49).

6. R. A. Jenks, *Electronics*, vol. 18, octobre 1945, p. 120-127.

7. R. V. Pound, *Proc. I. R. E.*, vol. 35, n° 12,, décembre 1947, p. 1405-1414.

8. Demande de brevet français numéro provisoire 523.038 au nom de la Compagnie générale de Télégraphie sans fil (inv. M. Denis) déposée le 3 octobre 1946.

9. Demande de brevet français numéro provisoire 548.139 au nom de la Compagnie générale de Télégraphie sans fil (inv. M. Denis), déposée le 7 janvier 1948.

10. R. Warnecke, *Sur quelques modèles typiques de tubes à modulation de vitesse* (*Annales de Radioélectricité*, t. III, n° 12, avril 1948, p. 71 à 106).

11. L. I. Schiff, *Noise in crystal rectifiers* (*N. D. R. C.*, 14-126 (*Univ. of Penn.*, 10 mars 1943).

DÉTERMINATION D'UN CANON ÉLECTRONIQUE EN TENANT COMPTE DE LA CHARGE SPATIALE DU FAISCEAU

PAR H. HUBER,

Département Electronique du Centre de Recherches techniques
de la Compagnie générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *L'auteur donne des relations entre les données électriques et géométriques d'un canon à symétrie sphérique engendrant, par des moyens électrostatiques, un faisceau d'électrons de grande densité de courant et de dispersion minimum. Les résultats théoriques sont vérifiés par des mesures effectuées sur un canon monté dans un tube à propagation d'onde à hélice.*

Introduction.

Le canon électronique revêt une importance primordiale dans de nombreux tubes électroniques, notamment dans les tubes à modulation de vitesse à conversion par glissement, tels que les klystrons et les tubes à propagation d'onde. En étudiant de tels tubes on a presque toujours à résoudre le problème d'utiliser un faisceau d'électrons de grande densité de courant et de trouver les conditions nécessaires pour que la dispersion du faisceau due à sa charge d'espace soit minimum.

Des canons électroniques à grande densité de courant ont été étudiés en particulier par Pierce [1], Samuel [2] et Helm, Spangenberg et Field [3]. Pierce considérait le faisceau comme une section conique, comprise entre deux sphères concentriques, de flux électronique homogène et limité par la charge d'espace. La loi de Child-Langmuir étant connue pour cette géométrie simple, il résolut le problème qui consiste à donner aux électrodes une forme telle que la variation du potentiel le long du faisceau corresponde à cette loi.

Un tel canon est caractérisé par le fait que la densité de courant est homogène et que les trajectoires des électrons à l'intérieur du canon sont rectilignes. Comme le montre schématiquement la figure 1, ce canon se compose de la cathode C de rayon de courbure R_c, d'une électrode de focalisation F au potentiel de la cathode et de l'anode A de rayon de courbure R_a munie d'une ouverture laissant passer le faisceau. A l'intérieur du canon, les bords du faisceau sont limités par l'angle d'ouverture 2θ, mais en arrière du trou les bords forment un autre angle $2\gamma < 2\theta$, le trou constituant une lentille divergente en supposant nul le champ dans l'espace en arrière du trou.

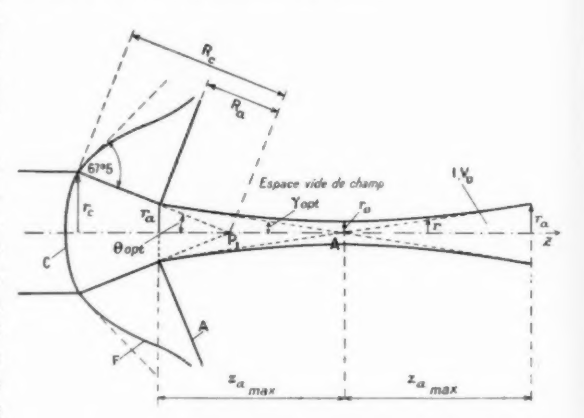


Fig. 1. — Dimensions d'un canon électronique engendrant un faisceau *d'allure optimum* de valeur

$$\frac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}} = 1.10^{-5}\,\frac{A}{V^{\frac{3}{2}}}.$$

Dans les travaux cités ci-dessus, les effets de la charge spatiale du faisceau en arrière de l'anode ne sont pas rapportés aux dimensions du canon. Il en résulte que l'on peut choisir arbitrairement pour le

courant I et la tension V_0 donnés, l'une des variables $\frac{R_c}{R_a}$, θ ou γ, les valeurs des deux autres variables étant alors déterminées. Par contre, on montrera par la suite que les valeurs des variables $\frac{R_c}{R_a}$, θ et γ sont toutes complètement déterminees si

dans un espace de champ nul. Pour $\gamma_a \geqq 0$ le rayon du faisceau augmente continuellement, tandis que pour $\gamma_a < 0$ il atteint une valeur minimum r_0 à une distance Z_a de l'ouverture et croît ensuite symétriquement par rapport à ce point Z_a (*fig.* 2). En prenant Z à partir de ce point, on peut en

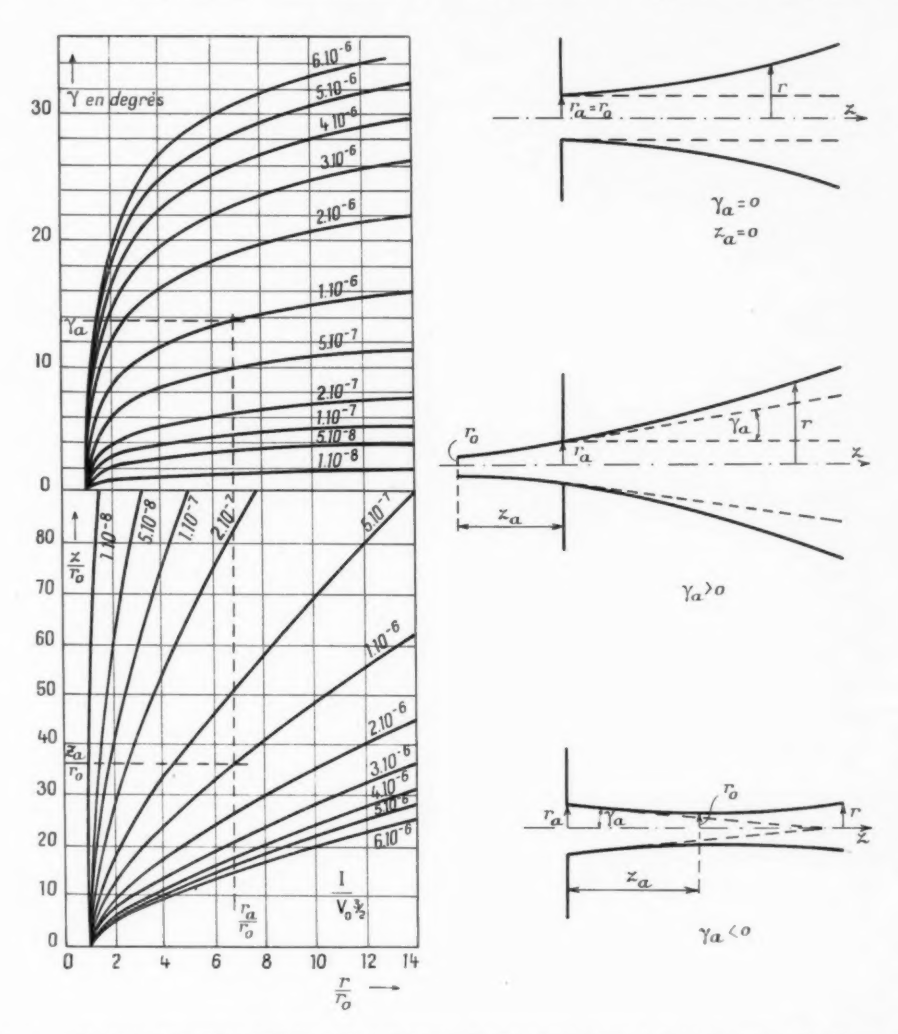


Fig. 2. — Abaques déterminant l'allure d'un faisceau électronique entrant dans un espace de champ nul.

l'on tient compte du comportement du faisceau en arrière de l'ouverture de l'anode.

Allure optimum d'un faisceau électronique.

Examinons d'abord le comportement d'un faisceau électronique entrant sous n'importe quel angle d'entrée γ_a par l'ouverture de l'anode, de rayon r_a, déduire d'après Guénard [4], pour les bords du faisceau transportant le courant I sous la tension V_0, l'équation

$$(1) \qquad \frac{Z}{r_0} = \frac{1}{174\sqrt{\frac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}}}} \int_1^{\frac{r}{r_0}} \frac{d\left(\frac{r}{r_0}\right)}{\sqrt{\log_e \frac{r}{r_0}}},$$

I en ampères, V_0 en volts; l'angle γ_a est alors donné par

$$\operatorname{tg}\gamma = 174 \sqrt{\frac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}}} \sqrt{\log_e \frac{r}{r_0}}. \tag{2}$$

Les abaques de la figure 2, déterminant l'allure d'un faisceau qui entre sous un certain angle d'entrée γ_a dans un espace sans champ, ont été tracés avec les valeurs numériques de l'intégrale indiquées par Guénard [4] et Knoll, Ollendorff et Rompe [5].

Pour $\gamma_a = 0$ les abaques de la partie inférieure donnent immédiatement la dispersion du faisceau, le rayon d'entrée r_a étant égal au rayon minimum r_0. Pour un angle d'entrée convergent ($\gamma_a < 0$), on cherche sur la famille de courbes, en haut de la figure 2, le point d'intersection de l'horizontale correspondant à cet angle et de la courbe correspondant au paramètre $\frac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}}$, l'abscisse de ce point indique le rapport $\frac{r_a}{r_0}$ et, r_a étant donné, on a ainsi la valeur du rayon minimum r_0 du faisceau; le point d'intersection correspondant dans la partie inférieure de la figure 2 indique alors la distance Z_a du minimum de l'ouverture. Notons que dans le cas $\gamma_a > 0$ les valeurs r_0 et Z_a sont des grandeurs virtuelles. Le lieu du rayon minimum ainsi trouvé, le comportement du faisceau par rapport à ce point est déterminé comme dans le cas $\gamma_a = 0$.

Pour définir le terme *allure optimum*, nous nous baserons également sur le travail de Guénard [4], qui indique le courant maximum que peut transporter un faisceau électronique entrant dans un espace cylindrique de longueur et de diamètre donnés. Le problème posé est identique si l'on cherche l'angle de convergence qui rende maximum la distance Z_a, le courant I et la tension V_0 du faisceau étant donnés. Il est évident que le faisceau sera plus mince et présentera par suite une forme plus favorable lorsque la distance Z_a aura la valeur la plus grande possible : nous dirons alors que le faisceau a *l'allure optimum* : soit γ_{opt} l'angle d'entrée correspondant.

Pour établir les relations entre les grandeurs de ce faisceau, nous écrirons les équations (1) et (2) pour $|Z| = |Z_a|$, $r = r_a$, coordonnées de l'anode, et nous trouvons que le maximum de Z_a est obtenu quand

$$\frac{\frac{r_a}{r_0}}{\sqrt{\log_e \frac{r_a}{r_0}}} = \int_1^{\frac{r_a}{r_0}} \frac{d\left(\frac{r}{r_0}\right)}{\sqrt{\log_e \frac{r}{r_0}}}. \tag{3}$$

La solution graphique de cette équation donne

$$\left|\frac{r_a}{r_0}\right|_{opt} = 2,35, \tag{4}$$

d'où l'on tire

$$\operatorname{tg}\gamma_{opt} = 161 \sqrt{\frac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}}} \tag{5}$$

et

$$\left|\frac{Z_a}{r_a}\right|_{max} = \frac{6,2.10^{-3}}{\sqrt{\frac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}}}} = \frac{1}{\operatorname{tg}\gamma_{opt}}. \tag{6}$$

On constate que le rapport entre le rayon r_a de l'ouverture de l'anode et le rayon minimum du faisceau a toujours la même valeur de 2,35 indépendamment du courant et de la tension du faisceau et que les tangentes aux bords du faisceau aux points $-Z_{amax}$ et $+Z_{amax}$ sont données par les diagonales du rectangle de côtés $2r_a$ et $2Z_{amax}$ comme l'indique la figure 1. Remarquons encore que le rapport entre les densités de courant dans la section minimum et à l'entrée est dans ce cas : $2,35^2 = 5,5$ indépendamment de I et V_0 et que le maximum de Z_a est assez *large* en fonction de γ_a.

Déterminations des dimensions du canon.

On obtiendra évidemment les dimensions d'un canon engendrant un faisceau d'allure optimum en tenant compte de l'équation (5) et en déterminant le demi-angle d'ouverture Θ du canon tel qu'après l'action de lentille du trou, l'angle γ_a deviennent égal à γ_{opt}. En considérant le trou comme une lentille mince posée sur l'axe à la distance R_a du point de convergence P_1 (*fig.* 1) on a, dans l'approximation de Gauss,

$$\frac{\sin\Theta_{opt}}{\sin\gamma_{opt}} = \frac{1}{1 - \frac{R_a}{f}} \simeq \frac{\sin\Theta_{opt}}{\operatorname{tg}\gamma_{opt}}, \tag{7}$$

où

$$f = \frac{4V_0}{E_a}, \tag{8}$$

et E_a est le champ électrique devant l'anode que l'on peut tirer de l'équation de Child-Langmuir

$$E_a = \frac{2}{3} V_0 \frac{1}{\alpha^2} \frac{R_c}{R_a} \frac{1}{R_a} \left| \frac{d\alpha^2}{d\left(\frac{R_c}{R}\right)} \right|_{R=R_a}, \tag{9}$$

α représentant une fonction du rapport $\frac{R_c}{R_a}$ indiquée par Langmuir et Blodgett [6]. Compte tenu de (5),

(8) et (9), l'équation (7) devient

$$\text{(10)} \qquad \sin\Theta_{\text{opt}} = \frac{161\sqrt{\dfrac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}}}}{1 - \dfrac{1}{6\alpha^2}\dfrac{R_c}{R_a}\left|\dfrac{d\alpha^2}{d\left(\dfrac{R_c}{R}\right)}\right|_{R=R_a}}.$$

A l'intérieur du canon il faut que l'équation de Child-Langmuir soit satisfaite, nous l'écrirons sous la forme

$$\text{(11)} \qquad \cos\Theta_{\text{opt}} = 1 - \frac{\dfrac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}}\cdot\alpha^2}{14{,}7\cdot10^{-6}}.$$

En éliminant Θ_{opt} entre (10) et (11) on obtient une équation dont la racine est déterminée graphiquement et qui donne $\frac{R_c}{R_a}$ pour des valeurs de $\frac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}}$ données. On constate que, dans le domaine où

$$\sin\gamma_{\text{opt}} \simeq \operatorname{tg}\gamma_{\text{opt}},$$

la valeur de $\left|\frac{R_c}{R_a}\right|_{\text{opt}}$ est pratiquement indépendante de $\frac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}}$ et est

$$\text{(12)} \qquad \left|\frac{R_c}{R_a}\right|_{\text{opt}} = 2{,}15.$$

Cette valeur introduite dans (10) ou (11) nous donne ensuite l'angle Θ_{opt} par la relation

$$\text{(13)} \qquad \Theta_{\text{opt}} = 2{,}1\cdot10^4\sqrt{\frac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}}} \qquad \text{(en degrés)},$$

le domaine de validité, à cause de l'effet de perturbation du champ dans le trou de l'anode et dans l'hypothèse de l'approximation Gauss, allant jusqu'à une valeur de $\frac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}}$ d'environ $2\cdot10^{-6}\frac{\text{A}}{V^{\frac{3}{2}}}$.

Nous remarquons d'abord que les valeurs des variables $\frac{R_c}{R_a}$, Θ et γ sont bien définies par les équations (12), (13) et (5) pour I et V_0 donnés. Ainsi les données relatives sont déterminées pour un canon qui engendre un faisceau d'allure optimum et nous notons que ce canon est caractérisé par le fait que le rapport entre les angles Θ_{opt} et γ_{opt} d'après les équations (13) et (5) est toujours de 2,2 indépendamment de I et V_0.

En ce qui concerne la forme de l'électrode de focalisation F, on peut la déterminer directement à la cuve ou la trouver en fonction de l'angle Θ dans le travail de Helm, Spangenberg et Field [3]. On y voit que, par rapport au bord du faisceau, la forme ne varie pas beaucoup avec Θ et s'approche d'assez près de la forme représentée en figure 1. Le point important est que l'angle de la tangente à l'électrode F près de la cathode avec le bord du faisceau soit de 67° 30′.

Enfin, les dimensions relatives du canon étant complètement données, on détermine les dimensions absolues, soit d'après la valeur absolue d'une grandeur géométrique comme le diamètre $2\,r_a$ de l'ouverture de l'anode ou le rayon minimum r_0 du faisceau, soit d'après la valeur limite de la densité de courant à la cathode. Signalons que le rapport entre la surface de la cathode et l'aire de l'ouverture est toujours égal à 4,62 et le rapport entre la surface de la cathode et l'aire du minimum, égal à 25,5. Les densites des courants sont alors dans les rapports

$$\text{(14)} \qquad i_c : i_a : i_0 = 1 : 4{,}6 : 25{,}5.$$

Influence de la vitesse initiale des électrons.

Dans ce qui précède, le rayon de l'ouverture de l'anode correspondait au rayon du faisceau en ce point. En fait, il faut choisir le rayon du trou plus grand, non seulement à cause des petits défauts de précision que présente la construction, mais en raison de la vitesse initiale des électrons. Celle-ci amène les électrons à dépasser un peu les bords théoriques. Cherchons alors l'augmentation du rayon r_a nécessaire pour faire passer tous les électrons.

Supposons qu'un électron soit émis tangentiellement au bord de la cathode avec la vitesse thermique correspondant à une tension équivalente V_i (*fig.* 3). Cet électron aura l'élongation la plus grande

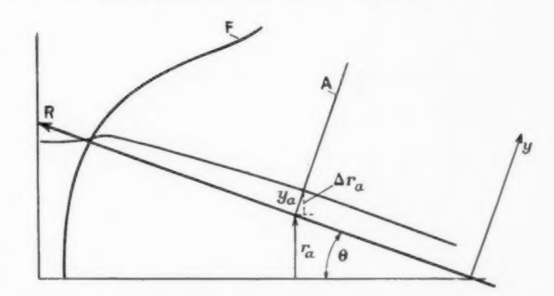


Fig. 3. — Correction du rayon de l'ouverture dans l'anode, compte tenu de la vitsese thermique des électrons.

par rapport à la trajectoire d'un électron sans vitesse initiale. Pour étudier son parcours dans le canon, et particulièrement son élongation à l'endroit de l'anode, nous choisirons le système d'axe R, y. Les déviations y étant petites, on peut considérer

le champ électrostatique entre les électrodes F et A au voisinage du bord du faisceau comme un champ plan dont la variation de potentiel au bord est donnée par la relation de Langmuir-Child

$$I = I_0 \frac{\alpha^{\frac{4}{3}}}{\alpha_a^{\frac{4}{3}}},$$

où α est la même fonction que dans l'équation (9) et $\alpha_a = 0{,}98$ pour le canon considéré.

Le temps de transit τ des électrons pour atteindre l'anode A est alors

$$(15)\qquad \tau = \frac{R_c\, \alpha_a^{\frac{2}{3}}}{\sqrt{\frac{2e}{m} V_0}} \int_1^{\frac{R_c}{R_a}} \frac{d\left(\frac{R_c}{R}\right)}{\left(\frac{R_c}{R}\right)^2 \alpha^{\frac{2}{3}}}.$$

Avec la valeur de la somme 2,3 déterminée graphiquement pour le canon optimum avec $\frac{R_c}{R_a} = 2{,}15$, nous obtenons pour l'élongation :

$$y_a = \tau \sqrt{\frac{2e}{m} V_i}$$

ou bien

$$(16)\qquad y_a = 2{,}3\, R_c \sqrt{\frac{V_i}{V_0}}.$$

Pour l'augmentation Δr_a du rayon de l'ouverture, il résulte de la figure 3 :

$$(17)\qquad \Delta r_a = 2{,}3\, R_c \cos \Theta_{opt} \sqrt{\frac{V_i}{V_0}}$$

ou

$$(18)\qquad \frac{\Delta r_a}{r_a} = 5 \operatorname{cotg} \Theta_{opt} \sqrt{\frac{V_i}{V_0}}.$$

Il faut alors prévoir une augmentation du rayon de l'ouverture de l'anode qui dépend de la température de la cathode, représentée par la tension équivalente V_i de la vitesse initiale des électrons, de la tension accélératrice V_0 et du demi-angle d'ouverture Θ_{opt} du canon en tenant compte de I et V_0. Plus Θ_{opt} diminue, plus la correction $\frac{\Delta r_a}{r_a}$ augmente. Par contre, elle diminue si la tension V_0 augmente ou si la température de la cathode diminue. Nous trouvons ainsi pour une cathode à oxyde à 1 000° K, soit $V_i \simeq 0{,}1$ V, une tension $V_0 = 1\,000$ V et une valeur de $\Theta_{opt} = 15°$, correspondant à une valeur de $\frac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}} = 5 . 10^{-7} \frac{A}{V^{\frac{3}{2}}}$, une correction de $\frac{\Delta r_a}{r_a}$ de 0,2 = 20 %.

Mentionnons que l'hypothèse d'un champ central nous fournirait un facteur 1,5 au lieu de 2,3. En réalité, on ne rencontre aucun de ces cas exactement, la formule (18) représente alors la valeur maximum de la correction.

Réalisation d'un canon.

Pour vérifier les relations ci-dessus, nous résumerons ici les résultats obtenus avec un des canons électroniques réalisés. Il était muni d'une cathode à oxydes et, d'après le calcul, devait fournir un courant de $I = 14$ mA pour une tension de $V_0 = 1\,400$ V, c'est-à-dire $\frac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}} = 2{,}67 . 10^{-7} \frac{A}{V^{\frac{3}{2}}}$. Il était destiné à un tube à propagation d'onde à hélice. Les dimensions de ce canon étaient $\Theta_{opt} = 10°{,}9$, $\frac{R_c}{R_a} = 2{,}15$, $\frac{\Delta r_a}{r_a} = 22$ %, ce qui devait engendrer un faisceau pour lequel $\gamma_{opt} = 4°{,}8$, $\frac{r_a}{r_0} = 2{,}35$ et $\frac{Z_a}{r_a} = 12{,}0$. La distance absolue à laquelle le rayon du faisceau redevenait égal au rayon de l'anode devait être $2Z_a = 29$ mm, d'où les dimensions absolues du canon : $r_a = 1{,}2$ mm, $r_c = 2{,}6$ mm, $R_c = 13{,}8$ mm, $R_a = 6{,}4$ mm, $r_0 = 0{,}51$ mm, $\Delta r_a = 0{,}27$ mm.

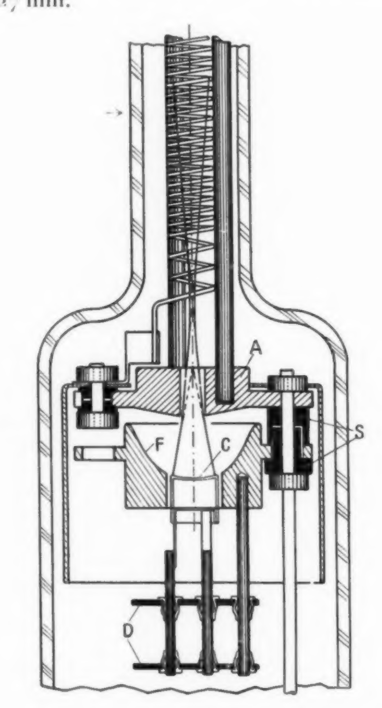


Fig. 4. — Réalisation d'un canon électronique produisant un faisceau d'allure optimum avec un courant de 14 mA à 1 400 V.

Comme le montre la coupe de la figure 4 la cathode C était montée rigidement sur deux disques de mica D fixés à leur tour par l'intermédiaire de trois montants à l'électrode focalisatrice F formant

un ensemble facilement ajustable et bien rigide. L'anode A positionnée par des pièces de stéatite S était percée d'un canal central de 3 mm de diamètre et de 6 mm de longueur, constituant ainsi un piège pour les électrons secondaires éventuels. L'électrode focalisatrice F était isolée de la cathode pour régler le courant par une tension négative V_w, seul paramètre de variation du courant de ce tube, et pour corriger l'émission perturbatrice aux bords de la cathode, les bords ayant été badigeonnés afin d'obtenir une bonne adhérence de la couche d'oxyde.

Le courant total I_c et celui qui correspond aux électrons captés par l'hélice, I_h, sont représentés figure 5 en fonction du rapport entre les tensions V_w et V_0 pour une tension accélératrice fixe

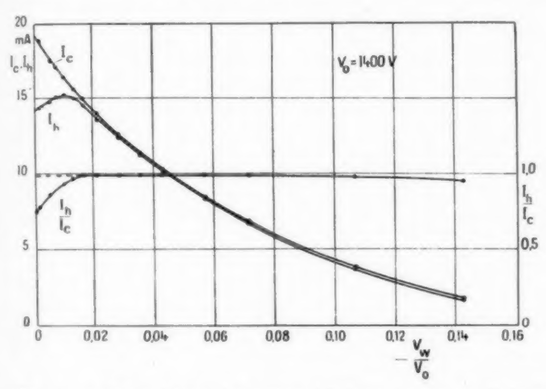


Fig. 5. — Répartition des courants dans le canon électronique de la figure 4 en fonction du rapport de la tension négative sur l'électrode focalisatrice et de la tension plaque.

de $V_0 = 1\,400$ V. L'hélice était au même potentiel que l'anode. Pour $V_w = 0$, le débit total I_c est de 19,2 mA et décroît constamment si $\frac{V_w}{V_0}$ devient de plus en plus négatif. Par contre, le courant I_h qui traverse l'anode commence par croître puis atteint un maximum et se rapproche très vite de la courbe I_c. Comme le montre la courbe $\frac{I_h}{I_c}$, ce rapport passe rapidement à une valeur de 99 % à $-\frac{V_w}{V_0} = 0{,}02$ où il reste à peu près constant pour des tensions V_w plus négatives.

La forme de la courbe I_h et le fait que le débit du canon est plus grand que le débit calculé nous conduit à supposer que les bords de la cathode produisent un courant électronique mal focalisé qui n'est supprimé que pour $-\frac{V_w}{V_0} > 0{,}02$. En effet, on constatait que la distribution des courants était également d'environ 99 % pour les rapports $-\frac{V_w}{V_0} < 0{,}02$, comme l'indique la ligne pointillée, si l'on réduisait fortement le chauffage de la cathode, car les bords de la cathode, qui sont toujours refroidis, émettent alors une partie de plus en plus faible de l'émission totale. En outre, le débit total de 14,2 mA pour la valeur de $-\frac{V_w}{V_0} = 0{,}02$, où l'on atteint une bonne distribution du courant, est en bon accord avec la théorie.

Il est important de savoir s'il existe des électrons secondaires dans le système. Dans ce but on a fait varier le potentiel V_h de l'hélice entre -200 et $+200$ V, par rapport au potentiel de l'anode. S'il y avait eu émission secondaire on aurait dû obtenir une courbe de répartition du courant analogue à celle des tétrodes. Les mesures indiquaient que I_h était indépendant de la tension hélice-anode. Comme, d'autre part, un certain nombre d'électrons venaient frapper l'anode, pour $-\frac{V_w}{V_0} < 0{,}02$, on peut conclure que le piège constitué par le canal de l'anode est efficace et en outre que l'hélice fonctionne également comme piège pour les électrons secondaires qu'elle émet.

Enfin, en ce qui concerne la forme du faisceau, le rougissement des spires de l'hélice a permis de déterminer grossièrement la distance à laquelle le rayon du faisceau atteint la valeur du rayon libre de l'hélice de 2,5 mm. On peut estimer qu'une spire est chauffée à environ 1 000° K si elle absorbe un courant de 0,4 à 0,5 mA, c'est-à-dire qu'on peut utiliser la première spire rougie pour repérer l'endroit où le faisceau atteint le diamètre de l'hélice. Pour une valeur de $-\frac{V_w}{V_0} = 0{,}02$, la distance mesurée est égale à 37 mm (indiquée par la flèche, figure 4), tandis que l'équation (1) donne 42 mm. Étant donné que cette méthode est assez grossière, la valeur mesurée est en bon accord avec le calcul, particulièrement si l'on tient compte de la mauvaise définition des bords du faisceau, par suite de la vitesse thermique des électrons, qui produit une diminution de la valeur indiquée ci-dessus. On a constaté en outre que l'emplacement de la première spire rougie se déplace vers l'ouverture du canon en fonction de V_w. La méridienne du faisceau étant alors en bon accord avec le calcul, on peut en déduire le rayon minimum du faisceau : 0,5 mm avec une densité de courant de $1{,}7\ \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$.

Pour conclure, mentionnons à titre indicatif qu'avec une longue bobine focalisatrice, le courant ayant traversé l'hélice d'une longueur totale de 28 cm était égal à $0{,}97\ I_c$.

BIBLIOGRAPHIE.

1. J. R. Pierce, *Rectilinear flow in beams* (*Journ. Appl. phys.*, t. 11, 1940, p. 548-554).
2. A. L. Samuel, *Some notes on the design of electron guns* (*Proc. I. R. E.*, t. 4, 1945, p. 233-240).
3. R. Helm, K. R. Spangenberg et L. M. Field, *Cathode design procedures for electron beam tubes* (*Electrical Comm.*, t. 24, 1947, p. 101-107).
4. P. Guénard, *Sur la possibilité d'une focalisation purement électrostatique dans un tube à modulation de vitesse à conversion par glissement* (*Annales de Radioélectricité*, t. I, 1945, p. 74-77).
5. M. Knoll, F. Ollendorff et R. Rompe, *Gasentladungstabellen*, Berlin, 1935, p. 166-167.
6. I. Langmuir et K. B. Blodgett, *Currents limited by space charge between concentric spheres* (*Phys. Rev.*, t. 24, 1924, p. 49-59).

L'OPTIQUE ÉLECTRONIQUE DES TUBES H. F.

PAR DANIEL CHARLES,

Docteur ès sciences, Département « Électronique » du Centre de Recherches
de la Compagnie générale de Télégraphie sans fil.

SOMMAIRE. — *L'auteur considère quelques problèmes d'Optique électronique rencontrés lors de l'étude de certains tubes destinés aux ondes ultra-courtes. Il indique des procédés pour les résoudre et décrit brievement certains appareillages utilisés à cet effet : cuves électrolytiques et réseaux de résistances. Une méthode analytique permettant de tenir compte des effets de la charge d'espace est ensuite indiquée.*

Introduction.

Pour réaliser avec des chances raisonnables de succès des tubes électroniques conformes aux prévisions théoriques, par exemple, des tubes à modulation de vitesse et des tubes à propagation d'onde, il est nécessaire de prédéterminer la forme du faisceau et des trajectoires individuelles.

Les résultats de l'optique de Gauss ne suffisent plus comme dans le cas de l'étude du microscope électronique pour résoubre les problèmes posés. Cela se conçoit aisément :

Considérons par exemple un klystron à deux cavités, sans grille; deux types de champ dirigent les électrons à travers le tube [1] : un champ statique déterminé par les tensions continues imposées aux électrodes qui détermine à la fois, la forme, l'intensité et la vitesse du faisceau; un champ variable dans le temps, H. F., stationnaire dans les fentes des cavités, responsable des échanges énergétiques et en particulier de la modulation de vitesse, modulation non identique pour toutes les trajectoires de par la non uniformité de la répartition de ce champ.

Il faut donc étudier les trajectoires individuelles pour atteindre le rendement [2] et les effets de lentilles H. F. [3].

Enfin, il faut ajouter l'action d'un champ dont la présence est intimement liée à celle du faisceau et dont l'action est dénommée *effets de charge d'espace* se manifestant à la fois par une dispersion du faisceau du point de vue statique [4] et par un dégroupement des électrons du point de vue dynamique [5].

L'outillage physique et mathématique d'un laboratoire d'études de tubes électroniques doit donc comporter les moyens de déterminer les champs statiques, les champs électromagnétiques et les champs de charge d'espace.

L'objet du présent exposé est la description de quelques uns de ces moyens et une brève revue de certains des résultats qu'il nous ont permis d'obtenir.

L'installation matérielle comprend des cuves rhéographiques, des réseaux électriques multicellulaires de résistance ou d'impédances.

I. — CUVES RHÉOGRAPHIQUES.

I. 1. Description des cuves.

Le principe des cuves pour analogies rhéographiques dans la détermination des cartes de potentiel est bien connu [6].

Deux cuves ont été utilisées, l'une à fond plat, peu profonde, l'autre à fond incliné d'un angle α tel que $\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{5}$.

Elles sont constituées toutes les deux par des bacs rectangulaires en ardoise épaisse, reposant sur des châssis en cornière par vis calantes. Les fonds sont recouverts de plaques de verre semi-dépolies, dont l'étanchéité est obtenue avec un mastic.

Pour faciliter la mise en place des modèles, les plaques de verre sont quadrillées à l'aide d'un tracé, au verso, à l'encre de chine.

La cuve à fond plat a pour dimensions : $170 \times 100 \times 25$ cm, elle est utilisée pour les études des systèmes à symétrie cylindrique; la cuve à fond incliné a pour dimensions $180 \times 80 \times 6$ et 20 cm, elle sert à l'étude des systèmes à symétrie de révolution.

Un châssis très rigide, en cornière, repose au choix sur l'une des cuves par des cales en chêne; il porte deux rails sur lesquels se déplace un pont portant la sonde.

A l'aide d'engrenages on obtient un déplacement précis de la sonde dans deux directions rectangulaires. La sonde elle-même peut être déplacée verticalement de manière à choisir la profondeur de pénétration dans le liquide. Celui-ci est de l'eau de la ville. Le bras porte-sonde est prolongé extérieurement au cadre et porte un électro-plongeur à aiguille qui pique la feuille de papier portée par une planche de bois fixée horizontalement à côté de la cuve.

La sonde est faite d'un fil court de platine de 2/10e de millimètre, brasé, pour plus de rigidité, à l'extrémité d'un fil de cuivre de 5/10e. Les électrodes sont faites dans du laiton de 2 mm d'épaisseur et soigneusement dégraissées au mélange sulfochromique.

I.2. **Montage électrique**.

Le montage général est donné figure 1.

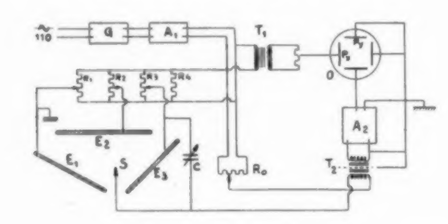


Fig. 1.

G, générateur 1 000 c : s; A_1 A_2, amplificateurs; T_1 T_2, transformateurs; O, oscillographe; R_0, ..., R_4, potentiomètre; E_1, ..., E_3, électrodes; S, sonde; C, correcteur de déphasage.

La méthode de mesure est celle du pont en alternatif. On peut remarquer tout de suite la présence de la capacité C destinée à équilibrer le pont au point de vue impédance, et la masse destinée à diminuer l'influence des capacités parasites (artifice de Wagner).

La fréquence du courant alternatif a été choisie égale à 1 000, comme suffisante pour éviter les effets de polarisation sans être trop grande en raison des capacités parasites.

La mesure du potentiel de la sonde se fait par méthode de zéro à l'aide d'une boîte à décade R_0 dont la résistance totale est constante et égale à 1 000 Ω, avec comme pas minimum 0,1 Ω, c'est-à-dire 1/10 000e.

Cette boîte est alimentée, ainsi que les potentiomètres sans self, de 200 Ω R_1, R_2, R_3, R_4 servant à fixer le potentiel des électrodes, par un générateur 1 000 p comportant un oscillateur (*fig.* 2)

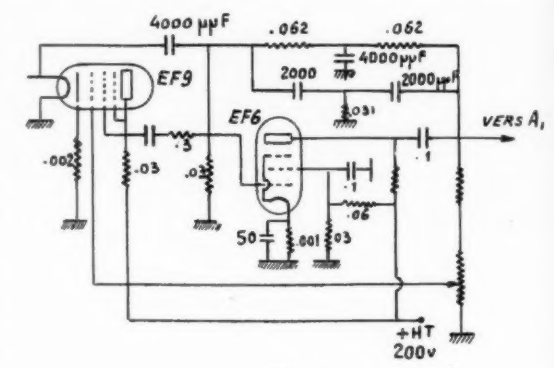


Fig. 2.

et un amplificateur de puissance A_1 donnant environ 20 W.

Cette tension sert aussi au balayage de l'oscillographe indicateur de zéro grâce au transformateur T_1.

La sonde est amenée au potentiel du point où elle est placée par la mesure de l'écart par l'intermédiaire du transformateur de couplage T_2 (*fig.* 1) à écran électrostatique et de l'amplificateur A_2 dont le schéma est donné figure 3.

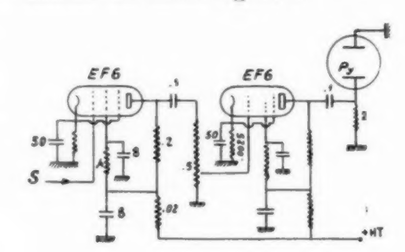


Fig. 3.

L'oscillographe est un D.N.7 Philips dont le montage est donné figure 4.

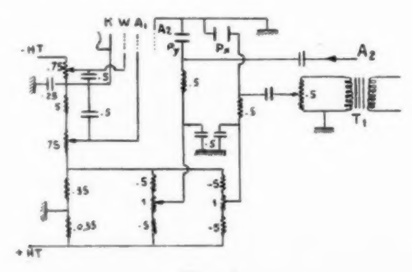


Fig. 4.

Pour assurer la constance de la sensibilité du système de mesure, l'amplificateur A_2 est alimenté à l'aide d'un redresseur stabilisé (*fig.* 5).

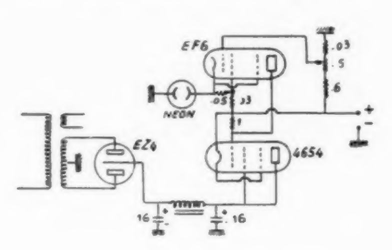


Fig. 5.

La capacité C qui doit couvrir un grand registre est en réalité constituée par l'assemblage de la figure 6.

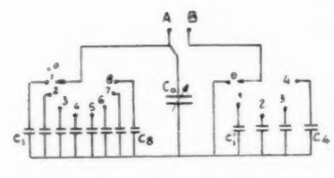


Fig. 6.

C_0, capacité variable 2 500 pF;
C_1, ..., C_8, capacités en parallèle 2 500-20 000 pF;
C'_1, ..., C'_4, capacités en série 500-200-100-50 pF.

Cette capacité permet de donner à la mesure toute la precision désirable.

En effet, si le pont présente des éléments réactifs comme l'indique la figure 7, où Z_1 et Z_2 correspondent aux résistances liquides séparant les électrodes et aux capacités parasites, et si l'on pose $Z = r + jY$ et que l'on satisfasse à l'équilibre pour les éléments réels

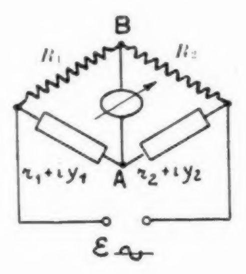


Fig. 7.

$$R_1 r_2 = R_2 r_1.$$

La tension aux bornes AB est

$$V_{AB} = \frac{\varepsilon(R_2 Y_1 - R_1 Y_2)}{(R_2 + R_1)[(r_2 + r_1)^2 + (Y_2 + Y_1)^2]} \times [(Y_2 + Y_1) + j(r_2 + r_1)],$$

si les éléments réactifs sont petits.

V est en quadrature avec la tension de balayage, l'oscillographe montre donc une ellipse dont le grand axe est l'axe du balayage. Si la condition $R_1 r_2 = R_2 r_1$ n'est qu'approchée, l'ellipse a un grand axe oblique. Il faut donc amener l'ellipse à avoir son grand axe horizontal, ce qui est difficile si elle est un peu grosse (faible excentricité). On cherche donc à l'aide de C à satisfaire aussi à la condition

$$R_1 Y_2 = R_2 Y_1$$

pour laquelle l'ellipse se réduit à une droite.

I.3. **Sensibilité et précision.**

Il est important de savoir avec quelle précision on peut déterminer la carte de potentiel d'une structure donnée.

Nous allons montrer que cette précision dépend tantôt de la réalisation mécanique des éléments mobiles de la cuve, tantôt de la sensibilité électrique du montage de mesure.

Quand on regarde la carte de potentiel d'un canon, on voit tout de suite qu'il y a des régions où les équipotentielles sont très serrées, c'est-à-dire où le champ est grand et des régions où les équipotentielles sont très éloignées, c'est-à-dire où le champ est faible.

Dans les premières régions, de champ élevé, un déplacement minime de la sonde correspond à une grande variation du potentiel et, par suite, la limitation ne viendra que de la précision mécanique du porte-sonde, c'est-à-dire de son aptitude à montrer comme séparés deux points très voisins; dans les régions de champ faible, au contraire, un déplacement notable de la sonde ne correspond qu'à une variation très faible du potentiel et c'est la sensibilité du système électrique qui limitera la précision.

Les ordres de grandeur correspondant aux installations décrites sont les suivants :

On peut apprécier sur l'oscillographe une rotation de l'ellipse très aplatie décrite par le spot correspondant à une variation de résistance d'une unité de la dernière boîte à décade, c'est-à-dire 0,1 Ω, comme la boîte fait 1 000 ω, on peut donc apprécier 1/10 000e de la tension appliquée aux électrodes; 1/10 000e est donc la sensibilité du dispositif électrique de mesure.

D'autre part, la précision mécanique du porte-sonde et de l'électro-plongeur est telle que l'on peut juste séparer deux points distants de 0,025 cm.

La valeur du champ critique est donc obtenue pour l'égalité des précisions.

Si la tension totale est V volts, le champ critique est

$$(1) \qquad E_0 = \frac{\frac{V}{10\,000}}{0,025} = 4.10^{-3}\,V \text{ V : cm}.$$

Ainsi pour les régions où le champ E est tel que

$$E < E_0,$$

c'est le montage électrique qui limite la précision.

Si, au contraire, $E > E_0$ c'est la partie mécanique qui limite la précision.

La précision mécanique n'est déterminée en valeur relative que si l'on a l'échelle du modèle. Ainsi pour un condensateur plan dont la distance entre plateaux est de 50 cm par exemple, le champ est

$$E = \frac{V}{50} \text{ V : cm} = 2.10^{-2}\,V \text{ V : cm},$$

c'est-à-dire $E > E_0$, et les équipotentielles sont connues avec la précision suivante :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{0,025}{50} = 5.10^{-4}.$$

Elle est moins bonne que la précision électrique.

Cette discussion permet dans tous les cas de savoir avec quelle précision sont déterminées les équipotentielles d'une structure quelconque. Elle permet aussi de savoir avec quelle précision doit être effectué le nivellement.

Il est bien certain que la hauteur d'eau doit être constante dans la cuve à fond plat, et constante le long des parallèles à l'axe de révolution dans la cuve à fond incliné.

Sans entrer plus précisément dans les détails, on trouve que pour des vis calantes au pas de 1 mm, il faut assurer le nivellement à la précision 1/4 de tour pour chacune des vis, ce qui correspond à des variations angulaires de l'ordre de la minute.

Enfin une dernière source d'erreur est à rechercher dans la précision de l'étalonnage des boîtes à décades.

Celles-ci sont étalonnées à 0,1 % près; un rapide calcul montre que l'erreur est maximum pour le milieu de la résistance et que dans ce cas elle est de l'ordre de 1/1 000e de la tension mise aux bornes.

En conclusion on peut considérer que la précision relative est de l'ordre de 1/1 000e, dans tous les cas pratiques.

I.4. Résultats.

Parmi les nombreuses cartes obtenues avec ces cuves nous extrayons celle de la figure 8 qui représente un klystron reflex. Les trajectoires ont été tracées, pour des électrons supposés sans vitesse initiale, suivant la méthode bien connue de la parabole, méthode décrite et discutée par Musson-Genon [7] et considérée par nous comme suffisamment

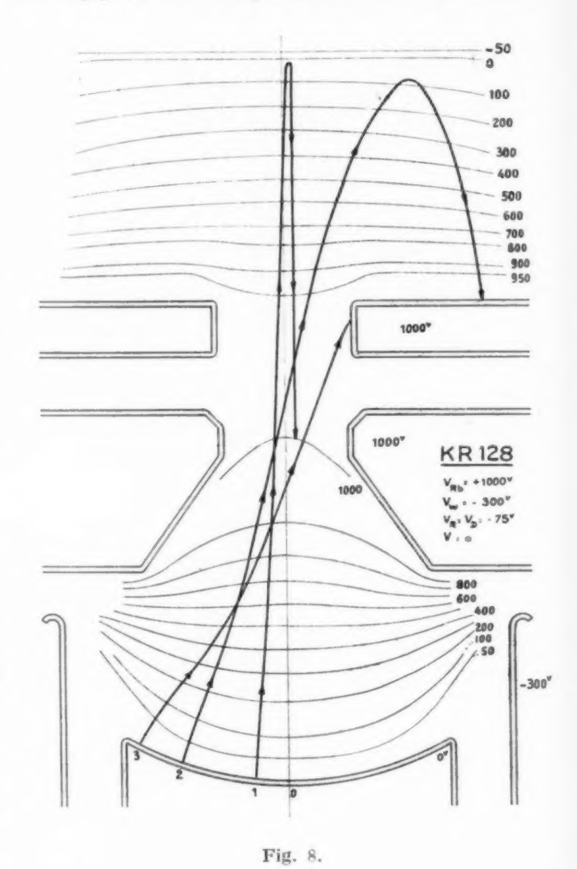


Fig. 8.

précise en raison des buts à atteindre. La cuve permet ainsi d'obtenir une première idée de la forme du faisceau, nous verrons plus loin que cette connaissance est cependant insuffisante, mais elle reste instructive et constitue un point de départ indispensable.

Nous avons [8] entrepris une étude systématique d'un type de canon qui est fréquemment utilisé dans les klystrons, à savoir le canon triode à cathode plane de la figure 9.

Nous ne donnerons ici que quelques-uns des résultats obtenus directement par étude à la cuve.

Si l'on se reporte à la figure 9, nous considérons comme paramètres variables : la distance d_K de la cathode au plan du Wehnelt, la distance d_A de l'anode à ce plan et la tension appliquée au Wehnelt en supposant la cathode à zéro et l'anode à 100 V; les autres quantités restant constantes.

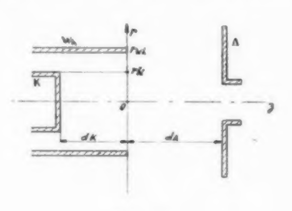


Fig. 9.

a. Tension de coupe. — On appelle tension de coupe, la tension qu'il est nécessaire d'appliquer au Wehnelt pour faire disparaître toute émission. Cette tension est proportionnelle à la tension d'anode, en conséquence pour une tension d'anode donnée elle ne doit dépendre en première approximation que de la géométrie [9]. C'est bien ce que l'on trouve expérimentalement avec les canons d'oscillographes [10].

L'étude à la cuve montre qu'il en est bien théoriquement ainsi. On cherche pour une structure géométrique donnée, la tension à appliquer au Wehnelt pour que les cartes de potentiels soient telles que l'équipotentielle zéro se détache de la cathode. Si l'on cherche la relation qui existe entre cette tension de coupe W_c et les dimensions géométriques on obtient les courbes des figures 10 et 11.

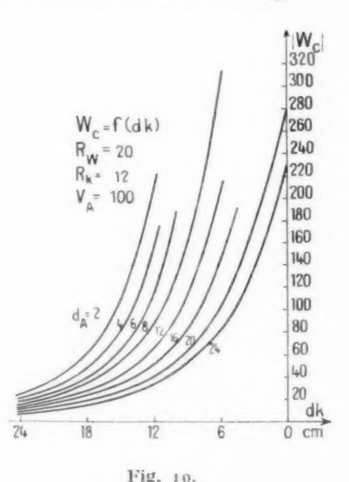


Fig. 10.

Les courbes donnant W_c en fonction de d_K sont très voisines d'hyperboles ayant comme asymptote verticale la droite $d_K = + d_A$ et les courbes donnant W_c en fonction de d_A sont également des

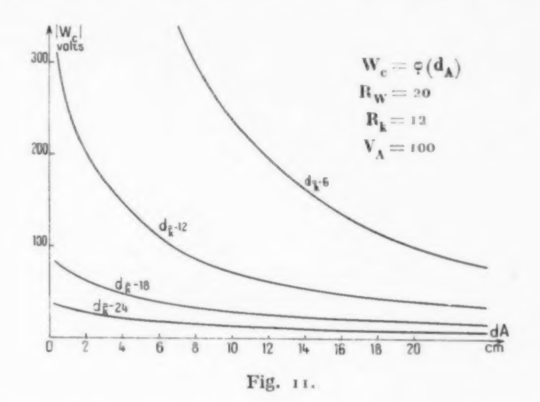


Fig. 11.

hyperboles ayant pour asymptote verticale la droite $d_A = -d_K$. Si l'on trace, figure 12, la relation entre d_A et d_K pour $W_c =$ const., on obtient sensiblement des droites parallèles dans les régions qui correspondent à des cas pratiques.

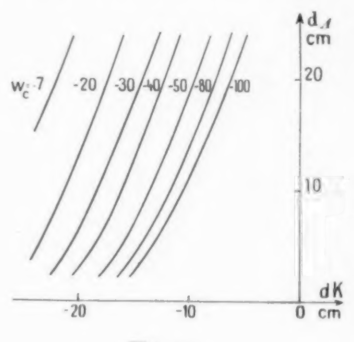


Fig. 12.

b. Surface émissive. — La variation du courant total avec la polarisation du Wehnelt s'explique à la fois par la diminution de la surface émissive de la cathode et par la diminution de l'émission des parties encore émissives.

On peut atteindre directement à la cuve les variations de surface émissive. Il suffit de tracer les cartes de potentiel pour une structure géométrique donnée en fonction de la polarisation du Wehnelt et de mesurer la distance de l'axe à laquelle aboutit l'équipotentielle zéro.

Il apparaît une difficulté dans l'application de ce procédé parce que dans cette région le champ est faible, de beaucoup inférieur au champ critique et que la précision devient insuffisante pour une détermination sérieuse.

On tourne cette difficulté en étudiant une équipotentielle négative très voisine, figure 13, qui présente

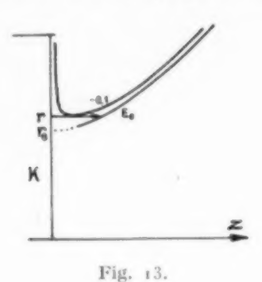


Fig. 13.

un minimum accusé et l'on prend ce minimum comme limite de la partie émissive.

Si l'on suppose d_l constant, on obtient pour l'aire émissive, en prenant π comme unité d'aire, des courbes (*fig.* 14) présentant une grande partie

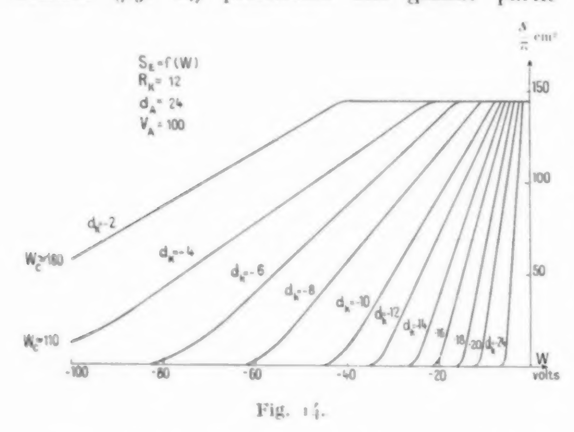


Fig. 14.

rectiligne (pour différentes valeurs de d_A). On obtient des graphiques analogues si l'on suppose d_A constant pour différentes valeurs de d_l.

On trouve même que la pente de ces droites est une fonction rigoureusement exponentielle de d_l ou de d_K suivant le graphique choisi. De telle sorte que dans un grand domaine la surface émissive est de la forme

$$S = \pi e^{\alpha d_K}(V - V_c), \tag{2}$$

en appelant V la tension de polarisation, V_c la tension de coupe, et α un coefficient numérique.

On peut noter qu'il y a intérêt dans toutes ces questions à prendre V_c comme origine pour compter les polarisations.

c. Forme du faisceau. — Le tracé des trajectoires sur chacune des cartes obtenues permet de déterminer la variation de forme et de convergence du faisceau en fonction des dimensions géométriques et en fonction de la polarisation du Wehnelt. Des résultats détaillés sur cette question seront communiqués ultérieurement.

d. Remarque. — Il faudrait corriger ces résultats pour tenir compte des effets de charge d'espace; comme on le verra plus loin, on est en mesure de le faire et nous le ferons. Quoiqu'il en soit, l'étude précédente est nécessairement préalable à toute correction et est déjà instructive en elle-même.

II. — Les réseaux analogiques.

A. — *Réseaux de résistances.*

II.1. **Généralités.**

L'emploi de la cuve électrolytique nécessite la réalisation à une échelle déterminée d'électrodes métalliques semblables à celles de la structure réelle étudiée. Ceci est un inconvénient certain quand on est amené à déformer de nombreuses fois une électrode, par exemple pour satisfaire à une certaine répartition de potentiel le long d'une surface isolante (cas où l'on cherche à réaliser la loi de potentiel qui permet un écoulement rectiligne en charge d'espace [11]). Cette déformation est encore plus mal commode avec la cuve à fond incliné.

D'autre part, si l'on veut étudier la réfraction des équipotentielles au passage par un diélectrique, il faut pouvoir placer dans la cuve un volume représentant ce diélectrique et dont la conductibilité soit celle de l'eau de la cuve multipliée par la constante diélectrique, on ne peut guère satisfaire à une telle condition qu'en utilisant un ciment contenant du charbon.

Enfin on rencontre des difficultés du même genre si l'on veut étudier une structure où l'une des électrodes n'est plus infiniment conductrice, en particulier si elle n'est plus équipotentielle.

Toutes ces raisons réunies nous ont engagé à réaliser un dispositif permettant de résoudre les mêmes problèmes qu'à la cuve mais à la fois plus rapidement et plus pratiquement. C'est ainsi que nous avons été conduit à utiliser des réseaux de résistances. Nous verrons que sur cette voie on est rapidement amené à l'étude des réseaux réactifs qui permettent la résolution des équations de Maxwell.

II.2. **Principe.**

Si l'on considère les deux formes de l'équation de Laplace

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0, \tag{4}$$

La première quand la symétrie est cylindrique, a deuxième quand elle est de révolution et qu'on divise le plan XOY et le plan méridien Z, O, R à l'aide d'un quadrillage de côté h (*fig.* 15 et 16),

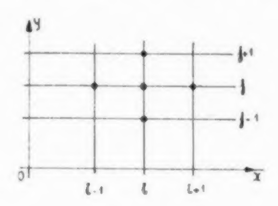


Fig. 15.

et que l'on mette les deux équations (3) et (4) sous forme d'équations aux différences finies

$$(5) \quad h^2[V_{i+1,j}+V_{i-1,j}+V_{i,j+1}+V_{i,j-1}-4V_{ij}]=0,$$

$$(6) \quad h^2\left[V_{i+1,j}+V_{i-1,j}+\frac{1}{2}V_{i,j+1}\left(1+\frac{r_{j+1}}{r_j}\right)+\frac{1}{2}V_{i,j-1}\left(1+\frac{r_{j-1}}{r_j}\right)-4V_{i,j}\right]=0,$$

où r_j est le rayon correspondant au point j [12] et que, d'autre part, on écrive les équations de Kirchhoff

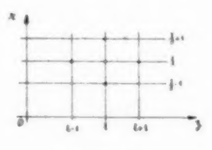


Fig. 16.

pour le réseau (x, y) en supposant toutes les résistances égales on obtient

$$(7) \quad V_{i+1,j}+V_{i-1,j}+V_{i,j+1}+V_{i,j-1}-4V_{ij}=0,$$

c'est l'équation (5).

Si l'on opère de même pour le réseau (z, r) en plaçant entre les points z_i, r_j et z_{i+1}, r_j une résistance $\dfrac{R_0}{\dfrac{2\,r_j}{h}}$ et entre les points z_i, r_j et z_i, r_{j+1}, une résistance

$$\frac{R_0}{\dfrac{r_j}{h}+\dfrac{r_{j+1}}{h}}.$$

on obtient l'équation (6).

Ainsi, à chaque nœud, le potentiel satisfait à l'équation aux différences finies déduite de l'équation de Laplace.

Si donc on impose à un certain nombre de nœuds figurant les électrodes, un potentiel choisi, le potentiel en chaque nœud appartient à la solution du problème posé.

II.3. **Réalisation.**

Deux réseaux ont été réalisés, l'un pour les structures à symétrie cylindrique, l'autre pour celles à symétrie de révolution. Le premier est constitué de 26 mailles sur chaque côté, soit 1 404 résistances de 4 300 Ω. Ces résistances sont en carbone aggloméré, du type radio, 0,5 W ajustées à l'aide de traits de scie à cette valeur à 0,5 % près, ensuite vernies pour assurer leur stabilité.

Le deuxième comporte le même nombre de mailles, la quantité arbitraire R_0 a été choisie égale à 50 000 Ω, de telle sorte que les résistances s'échelonnent entre 50 000 et 962 Ω, d'après le tableau suivant :

Résistances suivant

OZ.	OR.	OZ.	OR.
25 000	50 000	1 790	1 852
12 500	16 666	1 666	1 725
8 333	10 000	1 565	1 615
6 250	7 140	1 470	1 515
5 000	5 560	1 390	1 430
4 166	4 545	1 318	1 352
3 575	3 850	1 250	1 283
3 125	3 335	1 190	1 220
2 780	2 940	1 138	1 163
2 500	2 635	1 088	1 110
2 275	2 380	1 042	1 065
2 085	2 175	1 000	1 020
1 925	2 000	962	980

Ces résistances ont été traitées comme les précédentes mais étalonnées à 0,2 % près, précision plus grande parce qu'étant de valeurs différentes et par suite d'origines différentes des écarts plus grands les unes par rapport aux autres étaient à craindre.

Les résistances sont soudées sur les têtes de 729 vis de laiton, figurant les nœuds, fixées sur une planche de bakélite de 1 X 1 m et 1 cm d'épaisseur.

L'alimentation et les mesures de potentiel se font avec la même installation que pour les cuves électrolytiques.

II.4. **Précision.**

La précision de la mesure électrique a déjà été étudiée à propos des cuves. De nouvelles causes d'erreur apparaissent ici :

1° Le réseau n'a pas une étendue infinie;

2° Les mailles élémentaires ne sont pas infiniment petites.

1. *Dimensions finies du réseau.* — Ceci ne peut être gênant que pour des structures d'électrodes non fermées.

Pour étudier cette limitation, nous avons [13] cherché la forme des équipotentielles aux bords d'un condensateur plan à électrodes circulaires, en construisant le réseau, c'est-à-dire en ajoutant de proche en proche de nouvelles bandes de mailles parallèles à OZ. Quand l'adjonction d'une bande supplémentaire n'a plus d'action sensible sur les équipotentielles nous concluons que le réseau aura une étendue suffisante pour que sa limitation n'introduise pas d'erreur appréciable.

On trouve ainsi qu'il faut que le bord du réseau soit à une distance égale à deux fois la dimension de l'ouverture séparant les deux électrodes. Ce résultat est naturellement applicable à la cuve, mais il a été obtenu bien plus facilement avec le réseau.

2. *Influence de la dimension élémentaire des mailles.* — Richardson [14] a montré que l'erreur commise quand on remplace l'équation de Laplace par une équation aux différences finies avec un pas h est de la forme

$$V - V' = A(x, y)h^2 + B(x, y)h^4 + C(x, y)h^6 + \dots, \qquad (8)$$

où V est le potentiel vrai au point x, y et V' le potentiel donné par le réseau.

Il y a donc intérêt à ce que le nombre de mailles couvrant une structure donnée soit aussi grand que possible. Si la structure est fermée, on peut prendre l'échelle la plus grande; si elle est ouverte il faut respecter la loi : deux fois l'ouverture pour éviter les effets des bords.

Pour une structure fermée nous avons pris des échelles successives et l'on voit comment évolue la précision sur la figure 17 en remarquant que le tracé qui porte le numéro 5 coïncide très exactement avec ce que l'on obtient à la cuve pour la même structure. En réalité, il est possible, même si le nombre des mailles n'est pas très grand d'avoir la même précision qu'à la cuve si l'on fait la remarque suivante :

L'équation (8), si V n'est pas trop différent de V', ce que l'on constate dans les cas pratiques comme celui de la figure 17 pour les tracés 1 et 2, peut s'écrire, en chaque point

$$V - V'_1 = A(x, y)h^2. \qquad (9)$$

Si donc pour un point donné x_0, y_0 on trace deux fois de suite la carte depotentiel avec deux valeurs de h, soit h_1 et h_2, on a

$$V - V'_1 = A(x_0, y_0)h_1^2, \qquad (10)$$

$$V - V'_2 = A(x_0, y_0)h_2^2, \qquad (11)$$

ce qui permet de déterminer $A(x_0, y_0)$ et, par suite V, c'est-à-dire la valeur vraie du potentiel.

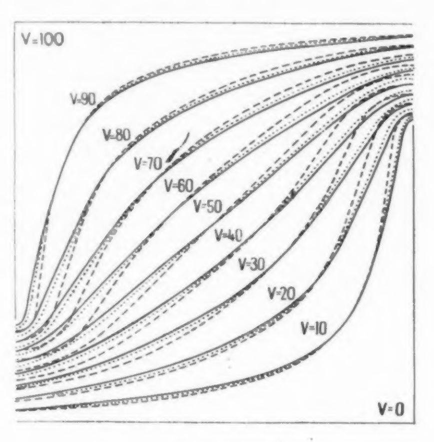


Fig. 17.
——, échelle 5;
. . . ., échelle 2;
- - - -, échelle 1.

C'est ce que nous avons fait sur les tracés 1 et 2 de la figure 17, et l'on a porté sur la figure 18, d'une part, en trait continu les valeurs V déduites de ces tracés par les considérations précédentes et, d'autre part, par des petits cercles, le potentiel donné par la cuve. On peut donc conclure que non seulement la méthode des réseaux est très rapide, mais encore

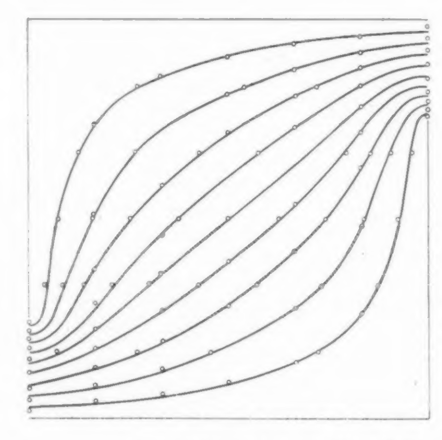


Fig. 18. — ——— carte obtenue à partir des échelles 1 et 2; -o-o-o- carte obtenue à la cuve.

qu'elle permet, si l'on consent à faire deux tracés, ce qui n'est pas gênant puisqu'ils sont courts, d'obtenir la même précision qu'avec la cuve électrolytique.

11.5. **Résultats.**

a. Il est intéressant de voir la précision obtenue avec le réseau en comparant une carte donnée par celui-ci pour une structure calculable au résultat du calcul. Nous avons comparé la carte d'une structure élémentaire de multiplicateur électronique à déflection magnétique obtenue par le calcul [15] à celle donnée par le réseau (*fig.* 19).

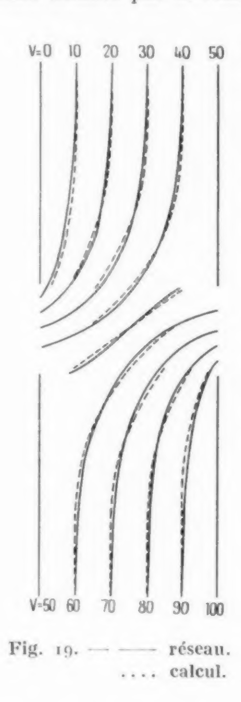


Fig. 19. — —— réseau.
.... calcul.

La concordance est satisfaisante.

b. Nous avons, d'autre part, déterminé les équipotentielles d'un système comportant un fil traversant à l'aide d'un isolateur une paroi conductrice. Il suffit de remplacer les résistances du réseau comprises dans les limites de l'isolant par des résistances deux fois plus petites. (Ceci se fait facilement en mettant en parallèle sur les résistances du réseau que l'on ne touche pas, des résistances appropriées.) On a pris ici, pour de la porcelaine $\varepsilon = 4{,}5$ (*fig.* 20). On vérifie bien que l'on a pour les équipotentielles une réfraction avec rapport des tangentes des angles égal à 4,5.

c. Enfin, on a comparé la carte d'un canon obtenue à la cuve à la même carte obtenue au

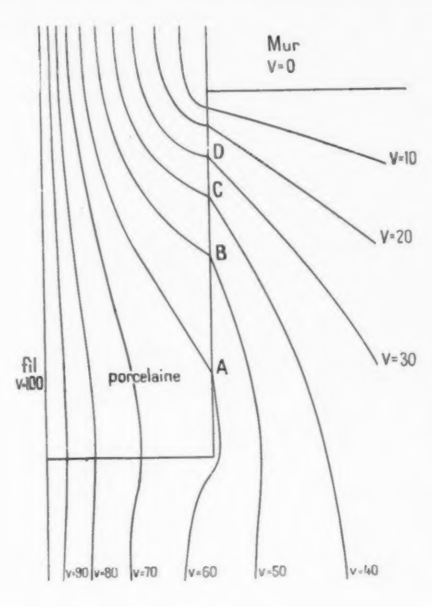


Fig. 20.

réseau (*fig.* 21), où l'on a tracé dans les deux cas les trajectoires d'un même électron. L'erreur sur la trajectoire la plus voisine de l'axe est inappréciable, quant à la trajectoire la plus éloignée elle coupe l'axe à 2 % près au même point que celle obtenue à partir de la carte donnée par la cuve.

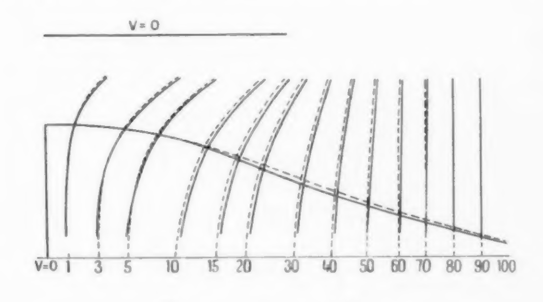


Fig. 21. — —— réseau.
.... cuve.

(Il faut remarquer que dans ces tracés on n'a pas cherché par deux mesures successives à obtenir le potentiel vrai.)

On peut conclure de cette étude des réseaux de résistance que ceux-ci se montrent particulièrement efficaces dans un laboratoire de recherches sur

l'électronique, tant par la précision qu'on peut en attendre que par la commodité de leur emploi.

B. — *Réseaux réactifs.*

Un certain nombre d'auteurs dont Kron et ses collaborateurs [16, 17, 18, 19] ont montré qu'il était possible d'obtenir la solution de l'équation des ondes dans un certain nombre de cas en utilisant des réseaux d'impédances.

Une réalisation de ce genre est actuellement à l'étude dans les laboratoires de telle sorte qu'il soit possible en plus de l'étude des champs statiques de faire l'étude des champs H. F. La connaissance exacte de ces champs H. F. est déjà possible par le calcul en s'aidant de la méthode de relaxation [20], mais il est bien certain qu'un réseau analogique qui n'est autre qu'une machine à calculer d'un type particulier doit conduire bien plus rapidement au résultat.

III. — Correction de charge d'espace.

III.1. **Généralités**.

Dans les deux précédents chapitres nous avons montré comment il était possible à l'aide de moyens physiques de déterminer les champ statiques et haute fréquence permettant l'étude du comportement d'un faisceau d'électrons dans un tube.

Musson-Genon [21] a montré que l'on pouvait déterminer à l'aide d'une cuve électrolytique la carte de potentiel corrigée, c'est-à-dire, compte tenu de la charge d'espace, en utilisant pour la cathode une surface convenablement inclinée et pour les autres régions du tube un fond modelé. Cette méthode n'est pas décrite dans le cas d'une cathode courbe et nécessite à la fois l'exécution d'un certain nombre de calculs et la réalisation matérielle du fond modelé.

Nous avons cherché, s'il n'était pas possible d'obtenir directement par le calcul la correction envisagée, à l'aide d'une méthode qui soit d'une part, applicable quelle que soit la forme de la cathode et, d'autre part, utilisable d'une manière pratique et rapide grâce à une machine spécialement conçue.

Ces recherches nous ont conduit à mettre au point une méthode de correction directement applicable dans le cas où l'on connaît déjà par l'expérience, la valeur du courant total effectif et aussi à une méthode de détermination *a priori* du courant que l'on peut attendre d'un canon donné par sa géométrie et ses tensions de fonctionnement.

On sait que pour certaines structures, plans indéfinis, cylindres coaxiaux, sphères concentriques où le faisceau a des bords rectilignes [11] la forme du faisceau est connue compte tenu de la charge d'espace. On peut même étudier le raccordement d'un tel canon avec un espace sans champ. Un exemple est donné dans ce même numéro mais le calcul impose des hypothèses jamais réalisées en pratique de telle sorte qu'il n'est significatif que pour des canons à faible densité de courant.

III.2. **Principe de la correction**.

Le potentiel compte tenu des effets des charges apportées par le faisceau doit satisfaire à l'équation de Poisson

$$\Delta^2 V = 4\pi\rho \qquad (12)$$

(ρ étant supposé ici négatif) les conditions aux limites étant $V = 0$ sur la cathode, $V = V_W$ sur le wehnelt et $V = V_A$ sur l'anode.

Si l'on considère la fonction V comme la somme de deux fonctions

$$V = V_1 + v, \qquad (13)$$

on aura

$$\Delta^2 V_1 + \Delta^2 v = 4\pi\rho, \qquad (14)$$

avec

$$\left\{\begin{array}{ll} (V_1 + v) = 0 & \text{sur la cathode,} \\ (V_1 + v) = V_W & \text{» le Wehnelt,} \\ (V_1 + v) = V_A & \text{» l'anode,} \end{array}\right. \qquad (15)$$

si, d'autre part, on connaît la fonction V_1 telle que

$$\Delta^2 V_1 = 0. \qquad (16)$$

Il reste à trouver la fonction v satisfaisant

$$\Delta^2 v = 4\pi\rho, \qquad (17)$$

avec

$$\left\{\begin{array}{ll} v = 0 & \text{sur la cathode,} \\ v = 0 & \text{» le Wehnelt,} \\ v = 0 & \text{» l'anode,} \end{array}\right. \qquad (18)$$

or V_1 est connue puisque c'est la solution donnée par l'étude à la cuve ou au réseau de la répartition du potentiel dans le tube, sans charge d'espace.

Il faut donc chercher v définie par (17) et (18). C'est le potentiel donné par le volume de charges qui représente le faisceau, en ajoutant des charges telles que l'on ait bien $v = 0$ sur les électrodes. Pratiquement, il suffira de prendre l'image du faisceau dans les différentes électrodes. Pour atteindre le potentiel des charges du faisceau il nous a paru simple de décomposer celui-ci quelle que soit sa forme et ses éléments de symétrie en volumes élémen-

taires relativement simples dont on pouvait connaître la charge et le potentiel en tout point de l'espace.

Ainsi pour un tube où la symétrie est de révolution (*fig.* 22) on peut décomposer le faisceau en

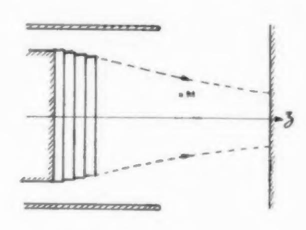


Fig. 22.

disques épais. Si l'on connaît la répartition de potentiel d'un disque contenant la charge Q, par addition on aura la répartition pour tout le faisceau. La décomposition en disques est d'autant plus valable que les équipotentielles ne sont pas trop courbes, puisque l'on supposera la répartition uniforme et que la densité en chaque point est donnée par

$$(19)\qquad \rho = \frac{J}{\bar{v}},$$

où J est la densité de courant et $\bar{v}$ la vitesse (en centimètre par seconde), ou encore

$$(20)\qquad \rho = \frac{J}{\sqrt{\frac{2e}{m}}\sqrt{V}},$$

où V est la vitesse exprimée en électron-volts; ρ sera d'autant plus constant qu'à l'intérieur d'un disque, si J est constant, V variera moins.

On prendra donc pour ρ la valeur moyenne donnée par (*fig.* 23)

$$(21)\qquad \rho = \frac{J}{\sqrt{\frac{2e}{m}}\sqrt{\frac{V_1+V_2}{2}}}.$$

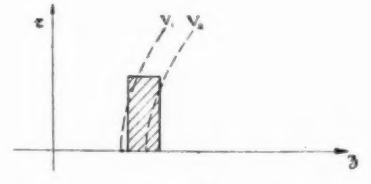


Fig. 23.

Nous verrons d'ailleurs plus loin qu'il est possible de tenir compte du fait que J n'est pas constant le long d'une section du faisceau.

III.3. **Potentiel en tout point d'un disque épais contenant la charge Q uniformément répartie.**

On peut déterminer facilement par simple intégration triple le potentiel en tout point de l'axe à

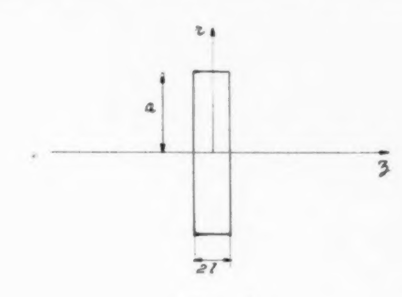


Fig. 24.

l'extérieur et à l'intérieur des charges. Avec la notation de la figure 24, on a, pour

$$z < -l \quad \text{et} \quad z > l,$$

$$(22)\qquad V_{(z,0)} = \pi\rho\Big[(z+l)\sqrt{(z+l)^2+a^2} - (z-l)\sqrt{(z-l)^2+a^2} - 4lz + a^2\log_e\left(\frac{\sqrt{(z+l)^2+a^2}+z+l}{\sqrt{(z+l)^2+a^2}+z-l}\right)\Big],$$

et, pour $-l < z < +l$

$$(23)\qquad V_{(z,0)} = \pi\rho\Big[(z+l)\sqrt{(z+l)^2+a^2} - (z-l)\sqrt{(z-l)^2+a^2} - 2(z^2+l^2) + a^2\,\mathrm{Log}_e\big[\sqrt{(z+l)^2+a^2}+z+l\big] + a^2\,\mathrm{Log}_e\big[\sqrt{(z-l)^2+a^2}-(z-l)\big] - 2a^2\,\mathrm{Log}_e a\Big].$$

Pour obtenir le potentiel des points en dehors de l'axe, il nous a paru simple de développer en série en fonction de r et des dérivées paires de V.

A l'extérieur des charges ce développement est bien connu, il est

$$(24)\qquad V_{(z,r)} = V_{(z,0)} - \frac{r^2}{4}V''_{(z,0)} + \frac{r^4}{64}V^{\mathrm{IV}}_{(z,0)} - \frac{r^6}{2304}V^{\mathrm{VI}}_{(z,0)} + \frac{(-1)^n}{(n!)^2}V^{2n}_{(z,0)}\left(\frac{r}{2}\right)^{2n} + \ldots,$$

à l'intérieur des charges, si l'on suppose que ρ est développé sous la forme

$$(25)\qquad \rho(z,r) = \rho_0(z,0) + \rho_2(z,0)\,r^2 + \rho_4(z,0)\,r^4 + \rho_6(z,0)\,r^6 + \ldots,$$

on obtient un développement satisfaisant à l'équation de Poisson, ici cela se simplifie puisque l'on suppose

$$\rho_2 = \rho_4 = 0 \qquad \text{et} \qquad \rho'' \ldots = 0,$$

d'où

$$(26) \qquad V_{(z,r)} = V_{(z,0)} + \frac{1}{4}\left[4\pi\rho_0 - V''_{(z,0)}\right] r^2 + \frac{V^{\text{IV}}_{(z,0)}}{64} r^4 - \frac{V^{\text{VI}}_{(z,0)}}{2304} r^6 + \ldots.$$

Il suffit de calculer les dérivées paires successives de V.

Pour l'extérieur des charges on a, en posant

$$Q = 2\pi a^2 l \rho,$$

$$(27) \qquad \frac{d^2 V}{dz^2} = \frac{Q}{la^2}\left[\frac{(z+l)}{\sqrt{(z+l)^2 + a^2}} - \frac{(z-l)}{\left[\sqrt{(z-l)^2 + a^2}\right]}\right],$$

$$(28) \qquad \frac{d^4 V}{dz^4} = \frac{3Q}{l}\left[\frac{(z-l)}{\left[\sqrt{(z-l)^2 + a^2}\right]^5} - \frac{(z+l)}{\left[\sqrt{(z+l)^2 + a^2}\right]^5}\right],$$

$$(29) \qquad \frac{d^6 V}{dz^6} = \frac{15Q}{l}\left[\frac{(z+l)\left[3a^2 - 4(z+l)^2\right]}{\left[\sqrt{(z+l)^2 + a^2}\right]^9} - \frac{(z-l)\left[3a^2 - 4(z-l)^2\right]}{\left[\sqrt{(z-l)^2 + a^2}\right]^9}\right].$$

Pour l'intérieur des charges, il n'y a naturellement que $\frac{d^2 V}{dz^2}$ qui diffère de la quantité $4\pi\rho$

$$(30) \qquad \frac{d^2 V}{dz^2} = \frac{Q}{la^2}\left[\frac{(z+l)}{\sqrt{(z+l)^2 + a^2}} - \frac{z-l}{\sqrt{(z-l)^2 + a^2}} - 2\right].$$

On est donc à même de calculer pour toutes les valeurs de l et de a le potentiel d'un disque épais

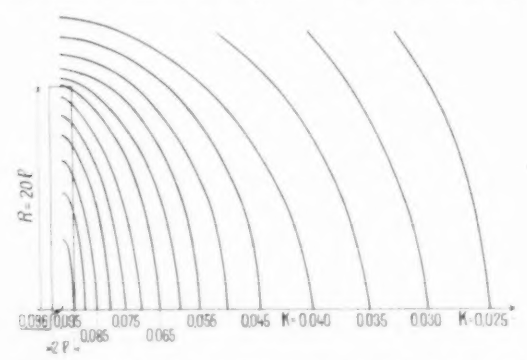


Fig. 25. — Carte de potentiel d'un disque d'épaisseur $2l$ de rayon $20l$ contenant une charge Q uniformément répartie.

$$V = \frac{Q}{l} K \quad \text{u.e.s.}$$

de charge Q. Le calcul étant assez long, nous nous sommes borné à faire le calcul pour $a = 20\,l$, c'est-à-dire un disque dont le rayon est dix fois l'épaisseur. Le résultat est donné figure 25 où l'on a

$$(31) \qquad V = K\frac{Q}{l} \quad \text{u.e.s.}$$

Les valeurs de K étant celles portées sur le graphique. Si l'on veut V en volts et Q en coulombs il faut introduire le facteur 9.10^{11}. La précision n'a pas encore été complètement discutée, mais il est certain qu'elle décroît à mesure qu'on s'éloigne de l'axe.

III.4. Application à la correction de charge d'espace d'un canon réel.

Nous avons appliqué la méthode à un canon réalisé effectivement et dont on connaissait le courant total dans les conditions habituelles de fonctionnement. C'est le canon représenté schématiquement figure 26. On a d'abord tracé la carte

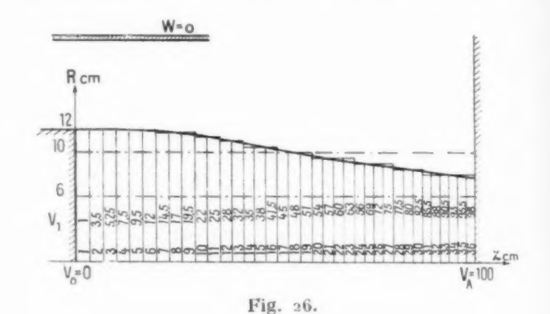


Fig. 26.

de potentiel du système d'électrodes, sans charge d'espace, à l'aide de la cuve. Puis on a tracé la limite du faisceau. Ce faisceau est alors décomposé en tranches, de telle sorte que le rapport $\frac{a}{l}$ soit toujours 20, on obtient ainsi 36 tranches. On détermine alors pour chacune des tranches la charge Q puis le potentiel en tout point qui est donné en volts par

$$(32) \qquad V = \frac{9.10^4}{5{,}97}\,\frac{J\,\text{A}:\text{cm}^2}{\sqrt{\text{V}_{\text{volts}}}}\,\frac{\text{volume de la tranche}}{l}\,K.$$

K étant le coefficient numérique des équipotentielles de la figure 25, J la densité du courant, supposée uniforme, déduite de la surface de la cathode et du courant total connu par l'expérience.

Pour faire la sommation des potentiels de tous les disques, on opère sur des coupes parallèles à l'axe de révolution. Pour l'une d'elles on obtient figure 27 une courbe marquée $\Sigma V_i(z)$. On opère par symétrie et changement de signe pour avoir

la courbe de potentiel de l'image dans la cathode plane (supposée infinie, on néglige la présence du Wehnelt) on obtient $V_k(z)$; on fait de même pour l'anode d'où $V_A(z)$. On somme les ordonnées de

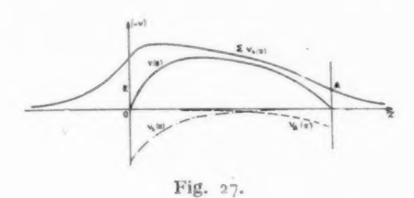


Fig. 27.

ces trois courbes, ce qui conduit à $v(z)$ qui est la fonction v cherchée satisfaisant à

$$\Delta^2 v = 4\pi\rho.$$

le long d'une parallèle à l'axe, avec $v = 0$ sur la cathode et l'anode.

On répète cette opération pour les différentes parallèles choisies. On ajoute enfin le potentiel V_1 obtenu dans l'étude à la cuve et l'on obtient la carte corrigée. On peut alors tracer les nouvelles trajectoires. C'est ce qui a été fait pour le canon de la figure 28. Si l'on voulait obtenir une plus grande précision, on recommencerait les mêmes opérations sur le faisceau corrigé, ce qui serait ici particulièrement rapide, puisque celui-ci est très sensiblement cylindrique.

III.5. **Canons à faisceaux plats. Canons à cathodes courbes.**

Dans le cas d'un canon à faisceau plat et à cathode plane, il suffit de décomposer le faisceau en parallélipipèdes rectangles élémentaires et de connaître la répartition du potentiel d'un tel solide chargé en volume, uniformément. Ce calcul est en cours. Nous avons également en cours le calcul du potentiel d'un volume limité par des portions de sphères ou de cylindres pour l'application de la méthode aux tubes à cathodes courbes.

III.6. **Appareil à corrections.**

Si l'on analyse la méthode de correction que nous avons imaginée et mise au point, on constate qu'elle fait appel à un nombre limité d'opérations :

1° Similitude de la carte de potentiel type;

2° Multiplication des ordonnées par un nombre proportionnel à la charge;

3° Addition d'ordonnées après translations successives.

Cette analyse montre qu'une machine susceptible d'effectuer rapidement ces opérations est facilement concevable. Cette machine est en élaboration au laboratoire.

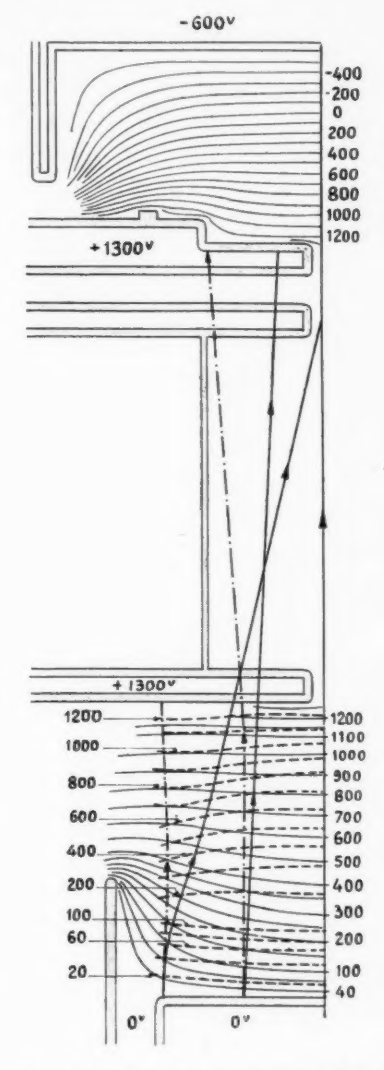


Fig. 28. — Équipotentielles et trajectoires dans le tube KR 331.

—— équipotentielles non corrigées;
..... équipotentielles corrigées;
—— trajectoires non corrigées;
-o-o-o- trajectoires corrigées.

III.7. **Détermination par le calcul du courant donné par un canon.**

Cette méthode de correction nous a conduit à la détermination *a priori* du courant total que l'on

peut attendre d'un canon. On peut remarquer en effet que la distribution de potentiel due aux charges présentes dans le faisceau est proportionnelles à J. On peut donc faire toutes les opérations décrites en prenant arbitrairement $J = 1$.

Pour qu'il y ait limitation par charge d'espace, il faut que le champ s'annule sur la cathode, c'est-à-dire que la fonction V solution de

$$\Delta^2 V = 4\pi\rho, \tag{12}$$

soit telle que

$$\frac{\partial V}{\partial z} = 0 \quad \text{sur la cathode} \tag{33}$$

et, d'après (13),

$$V = V_1 + v,$$

il faut donc

$$\left|\frac{\partial V_1}{\partial z}\right| = \left|\frac{\partial v}{\partial z}\right| \quad \text{sur la cathode.} \tag{34}$$

La quantité $\left|\frac{\partial v}{\partial z}\right|$ est naturellement proportionnelle à J, comme on a pris arbitrairement $J = 1$, il suffit de chercher par quel facteur il faut multiplier $\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)_0$ obtenu avec $J = 1$ pour que la relation (34) soit satisfaite.

On répète cette opération pour chacune des parallèles à l'axe, choisie. On obtient ainsi les valeurs J_r correspondant à chacune de ces parallèles. On peut ensuite tracer la courbe $J_r(r)$ et le courant total est donné par

$$I_{\text{total}} = \int_0^R 2\pi r J(r)\, dr, \tag{35}$$

où R est le rayon de la cathode. On effectue graphiquement cette intégration au planimètre [22]. C'est ce qui a été fait sur le canon de la figure 26.

La courbe $V_1(z)$ est représentée figure 29, ainsi que la courbe $v(z)$ pour $J = 1$ (même figure). On cherche à égaler les pentes à l'origine par multiplication de la plus petite par un facteur désigné λ sur la figure. On recommence pour les différentes sections et l'on trace la courbe $J = J(r)$ (*fig.* 30 *a*), on en déduit la courbe $2\pi r J(r)$ (*fig.* 30 *b*), dont l'intégration entre zéro et R donne le courant total.

Cette opération effectuée sur le canon de la figure 28 nous a donné pour une tension de travail de 1 300 V 65 mA. Les tubes réalisés effectivement présentent des courants variant entre 60 et 70 mA.

L'accord est donc parfaitement satisfaisant. Naturellement la loi en $V^{\frac{3}{2}}$ est toujours valable, mais

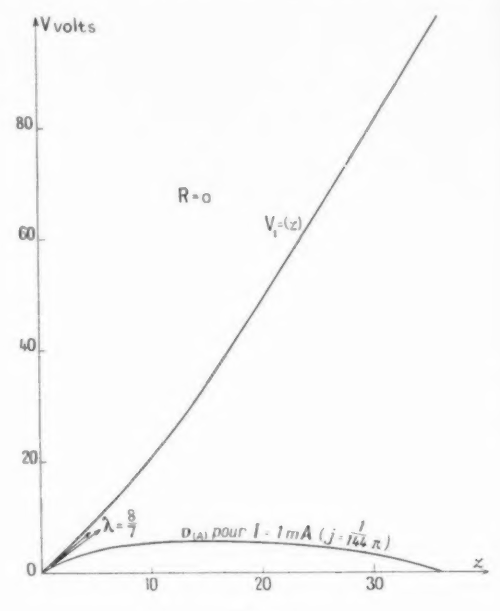


Fig. 29.

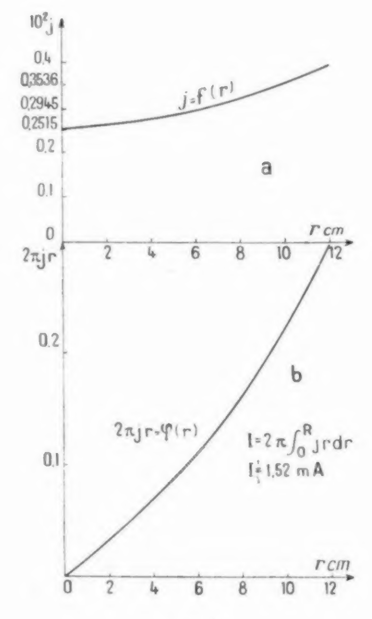


Fig. 30.

alors que pour des cas simples le coefficient est calculable directement, dans les cas envisagés ci-

dessus ce coefficient est déterminé par la méthode proposée. Il faut remarquer que cette méthode est plus correcte qu'elle paraît; en effet on fait, l'hypothèse de J constant dans la détermination de la carte de potentiel des charges du faisceau, mais on détermine une valeur de J en chaque point de la cathode, c'est-à-dire que la valeur est erronée pour des charges qui sont relativement éloignées du point considéré et correcte en ce point.

Conclusion.

Expérimentalement et théoriquement, il est possible de résoudre un certain nombre de problèmes posés par la détermination des canons électroniques utilisés dans les tubes pour ondes ultracourtes.

Bien qu'il ne prétend pas donner tous les moyens d'arriver à ce résultat, l'exposé contient un certain nombre de bases sanctionnées par l'expérience.

BIBLIOGRAPHIE.

1. R. WARNECKE, *Nouveaux tubes électroniques pour ultra-hautes fréquences : les tubes à commande par modulation de vitesse* (*Rev. gén. Electr.*, t. 49, juin 1941, p. 381-409).
2. P. GUÉNARD, *Limitations pratiques de la puissance et du rendement des klystrons à deux cavités* (*Annales de Radioélectricité*, t. 2, janvier 1947, p. 13 à 23).
3. P. GUÉNARD, *Effet de lentille des champs alternatifs dans les tubes à modulation de vitesse* (*Annales de Radioélectricité*, avril, juillet 1946).
4. P. GUÉNARD, *Sur la possibilité d'une focalisation purement électrostatique dans un tube à modulation de vitesse à conversion par glissement* (*Annales de Radioélectricité*, juillet 1945).
5. R. WARNECKE, P. GUÉNARD et Colette FAUVE, *Sur les effets de charge d'espace dans les tubes à modulation de vitesse à groupement par glissement* (*Annales de Radioélectricité*, t. II, juillet 1947, p. 224-231).
6. ZWORYKIN, *Electron optics and the electron microscope* (J. Willey, 1946).
7. MUSSON-GENON, *Application des méthodes rhéographiques à l'étude des trajectoires électroniques planes, compte tenu de la charge d'espace* (*Annales des Télécommunications*, t. II, nos 8 et 9, août-septembre 1947).
8. Avec l'aide de M. SEPTIER (élève à l'École Normale de Saint-Cloud, licencié ès sciences, stagiaire au Laboratoire).
9. H. MOSS, *The electron gun of the C. R. T.* (2e partie). (*J. of the British Inst. of Radio. Engn.*, t. 6, no 3, juin 1946, p. 99-129).
10. Résultats des mesures de l'auteur, non publiés.
11. J. R. PIERCE, *Faisceaux d'électrons s'écoulant en filets rectilignes* (*J. of Appl. Phys.*, t. 2, no 8, 1940, p. 548-554).
12. de PACKH, *A resistor network for the approximate solution of the Laplace equation* (*Rev. Sci. Instrum.*, t. 18, no 10, octobre 1947, p. 798-799).
13. Avec l'aide de M. HENNEQUIN (élève à l'École Normale de Saint-Cloud, licencié ès sciences, stagiaire au Laboratoire).
14. F. F. RICHARDSON, *Trans. Roy. Soc.*, A, 1910, p. 210-307; *Math. Gazette*, t. 12, 1925, p. 415.
15. D. CHARLES, *C. R. Acad. Sc.*, t. 216, 1943, p. 556-558.
16. G. KRON, *Numerical solutions of ordinary and partial differential equations by means of equivalent circuits* (*J. of Appl. Phys.*, t. 16, mars 1945, p. 172-186).
17. G. KRON, *Equivalent circuit of the field equations of Maxwell* (*Proc. I. R. E.*, t. 32, mai 1944, p. 289-299).
18. J. R. WHINNERY et S. RAMO, *A new approch to the solution of high frequency field problems* (*Proc. I. R. E.*, t. 32, mai 1944, p. 284-288).
19. J. R. WHINNERY, C. CONDORDIA, W. RIDGWAY et G. KRON, *Network analyser studies of electric magnetic cavity resonators* (*Proc. I. R. E.*, juin 1944, p. 360-367).
20. H. MOTZ, *Calculation of the electromagnetic field, frequency and circuit parameters of high frequency resonator cavities* (*Journ. I. E. E.*, septembre 1946).
21. MUSSON GENON, *Annales des Télécommunications*, t. 2, no 10, octobre 1947, p. 1-23).
22. D. CHARLES et R. SEPTIER, *Détermination du courant dans un canon à électrons triode* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 226, 30 juin 1948, p. 2058).

APPLICATION DE LA RADIOCRISTALLOGRAPHIE A L'ÉTUDE DU FRITTAGE : CAS DES CUPRO-NICKELS OBTENUS PAR MÉTALLURGIE DES POUDRES

PAR NGUYEN THIEN-CHI,

Chef de Laboratoire à la Compagnie générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *L'auteur expose quelques résultats puisés dans une étude générale en cours sur les cupro-nickels préparés par métallurgie des poudres, et qui se rapportent particulièrement à l'application de la radiocristallographie à l'étude du frittage.*

Par l'emploi d'une chambre focalisante de précision, il a suivi la variation de la maille cristalline en fonction de la composition, et mis en évidence, comme pour les mêmes alliages fondus, une contraction de la maille correspondant à un maximum de la densité pour un certain pourcentage de nickel.

Enfin, grâce à des observations de caractère encore qualitatif, il montre l'influence du temps et de la finesse des poudres sur le frittage à une température donnée.

Introduction.

Le cuivre et le nickel, qui ont la même structure cubique à faces centrées, forment entre eux une série continue de solutions solides du type substitution. Leur diagramme d'équilibre est parmi les plus simples étudiés en métallurgie. Il est naturel qu'ils aient fait plus d'une fois l'objet d'études d'ordre général. En métallurgie des poudres, ils constituent l'exemple de choix pour des recherches sur l'interdiffusion des métaux en fonction de la température et de la durée de frittage, de la pression de moulage, de la finesse des particules.

L'homogénéisation des cupro-nickels élaborés à partir de poudres est importante au point de vue industriel. Elle dépend du traitement thermique appelé frittage (ou concrétion) qui a pour but de souder les grains entre eux, puis d'allier les composants par diffusion. La vitesse de diffusion, qui dépend du gradient de concentration, diminue rapidement avec le temps, et dans la pratique industrielle, l'homogénéisation n'est jamais complète : on l'arrête lorsque les propriétés de l'alliage sont acceptables, sans chercher à atteindre la diffusion totale qui exigerait un temps prohibitif.

Dans le cas de deux métaux massifs, l'étude de la diffusion se fait généralement en les mettant en contact aussi intime que possible par une aire plane et propre, ou encore en déposant électrolytiquement un métal sur l'autre. L'ensemble est soumis à des traitements thermiques variés, après quoi on détermine par analyse chimique la concentration d'un des constituants au sein de l'autre en fonction de la distance à la surface de séparation. Ces données permettent ensuite, en appliquant la classique formule de Fick et moyennant des calculs souvent compliqués, de déterminer les coefficients de diffusion et leur variation avec la température ou la concentration.

Il est clair que la méthode directe précédente n'est pas applicable au cas des poudres métalliques. L'étude de la diffusion doit alors emprunter des voies détournées : un procédé courant consiste à suivre les variations d'une propriété donnée, telle la résistance électrique, en fonction du degré d'homogénéisation de l'alliage.

Emploi des rayons X.

L'analyse radiocristallographique doit *a priori* nous fournir un moyen commode et élégant d'aborder le problème et venir ainsi compléter d'autres procédés d'investigation.

La formation d'une solution solide du type substitution consiste en effet dans le remplacement, suivant les lois du hasard, de certains atomes d'un réseau cristallin par des atomes de l'autre réseau. Dans le cas d'un mélange de deux poudres métalliques soumis au frittage, cette réaction à l'état solide s'amorce aux surfaces de contact entre grains

et progresse par interdiffusion des constituants. En ces zones, la maille cristalline subit des modifications qui peuvent être mises en évidence par l'examen aux rayons X. Mais des mesures de précision sont nécessaires pour déceler ces variations qui sont généralement faibles : c'est dire qu'il faut disposer d'une chambre à dispersion élevée travaillant aux grands angles de Bragg.

Les solutions solides en cours de formation produisent des raies de diffraction floues et faibles, ce qui exigerait des poses très longues avec une chambre de réflexion en retour ordinaire. La chambre focalisante est bien plus satisfaisante à cet égard, surtout dans le cas actuel où les échantillons, en forme de disques de faible section, peuvent être irradiés sur toute cette aire : on obtient ainsi de beaux clichés avec 1 ou 2 h de pose.

Une telle chambre a été décrite en détail dans d'autres papiers [1], [2], et l'on n'y reviendra pas ici. On rappellera seulement qu'elle permet de mesurer les mailles avec une grande précision, comme on l'a montré dans l'étude de la dilatation thermique de l'argent par les rayons X [2].

Le but du présent article est de montrer rapidement, en s'appuyant sur quelques résultats partiels, les possibilités de la radiocristallographie appliquée au domaine assez nouveau pour elle du frittage des poudres, et cela par l'adoption d'une chambre de précision intéressante à plus d'un titre comme le montreront les diagrammes reproduits plus loin. Dans une première partie, on étudiera la variation de la maille des cupro-nickels frittés en fonction de la composition, et l'on comparera les résultats avec les données relatives aux mêmes alliages fondus. Dans une seconde partie, plus brève, on rapportera quelques observations d'ordre qualitatif sur l'influence du temps et de la finesse des poudres sur le frittage.

Cet ensemble de données a été prélevé dans une étude générale en cours sur le frittage des poudres, et en particulier des cupro-nickels, grâce à l'emploi conjugué de la radiocristallographie, de la métallographie, des essais mécaniques, des mesures électriques et magnétiques. On publiera dans un article ultérieur des résultats concernant la densité, la dureté, la résistance à la traction, la dilatation, la texture, la recristallisation des alliages.

Préparation des échantillons.

Les poudres de cuivre et de nickel employées sont obtenues par réduction dans l'hydrogène des oxydes purs CuO et NiO : on n'utilise que la fraction de métal passant au tamis 300. Le cuivre a une pureté de 99,72 % et le nickel 99,60 %, le premier contient comme principales impuretés Zn, Pb, Si, Mn et le second Fe, Si, Al.

Pour préparer les alliages, on fait toujours subir aux poudres une rapide réduction avant de les peser. Le mélange des deux constituants est mis à tourner 24 h dans une jarre avec des billes de verre.

Les échantillons ont la forme de disques circulaires de 1 cm² de section. Ils pèsent tous 2 g et sont moulés sous 15 T/cm² : en raison de leur faible hauteur, ils sont très uniformément pressés.

Le frittage s'opère dans un four à hydrogène muni d'une zone froide, dont la température est maintenue constante à $\pm$ 5° C près par un régulateur automatique. L'hydrogène est purifié et séché par les moyens habituels : son débit est de 250 l : h.

Les pastilles, posées sur un lit d'alumine pure dans une nacelle en nickel, sont enfournées quand la température est déjà au palier, cela pour éviter de les chauffer pendant la période de montée qui varie d'un essai à l'autre. La durée de frittage révolue, on pousse immédiatement les échantillons dans la zone froide. Chaque pastille est prête à être montée dans la chambre de diffraction, sans autre préparation.

On a élaboré neuf alliages, numérotés 1, 2, ..., 9 et renfermant respectivement, en proportions atomiques, 10, 20, ..., 90 % de cuivre, et l'on a pressé dix pastilles de chacun d'eux.

Mesures de mailles des cupro-nickels.

Les premières mesures par diffraction des rayons X, peu précises, ont abouti à cette conclusion que la variation du paramètre des cupro-nickels (qui sont cubiques à faces centrées comme leurs constituants) suivait la règle de Vegard, autrement dit qu'elle était linéaire en fonction de la composition. D'autres expériences, de plus en plus précises, ont montré qu'il n'en était pas ainsi : la courbe paramètre-composition passe en réalité en dessous de la droite joignant les points représentatifs du cuivre et du nickel, avec une brisure correspondant à une contraction de la maille. E. A. Owen et L. Pickup [3], par des mesures très soignées, ont évalué cette contraction à 0,11 % pour une teneur en nickel d'environ 34 % atomiques. Tous les travaux précédents ont porté sur des alliages préparés par fusion.

Nous avons entrepris d'étendre les recherches aux cupro-nickels obtenus par métallurgie des poudres.

Une première série de mesures concerne des échantillons tous frittés à 900° C (au-dessous du point de fusion du cuivre) pendant 100 h.

Les diagrammes, obtenus avec la radiation Kα du cuivre, sont reproduits sur la figure 1. On y suit le décalage progressif des raies provoqué par la dilatation de la maille quand on passe du nickel au cuivre.

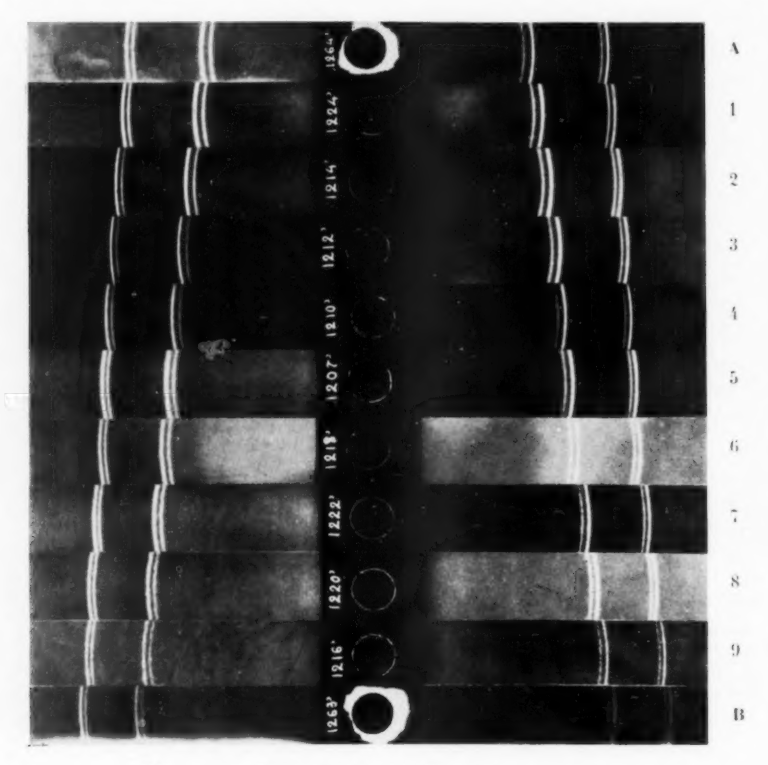


Fig. 1. — Cupro-nickels frittés 100 h à 900° C.
A, nickel pur; B, cuivre pur.
Les clichés 1, 2, ..., 9 correspondent respectivement aux alliages à 10, 20, ..., 90 % Cu (Atom.).

Du centre vers l'extrémité de chaque cliché, on distingue les raies (210) $K\alpha_1$, α_2 et (331) $K\alpha_1$, α_2. On utilise ces deux paires pour appliquer la méthode d'interpolation graphique déjà employée dans un papier antérieur [2].

Résultats.

Les valeurs a_0 de l'arête de la maille cubique ainsi déterminées sont rassemblées dans le tableau suivant :

Nos des alliages.	a_0 (Å).	Nos des alliages.	a_0 (Å).
Ni	$3,516_3$	6	$3,567_3$
1	$3,525_2$	7	$3,575_7$
2	$3,534_1$	8	$3,585_6$
3	$3,542_6$	9	$3,596_9$
4	$3,551_2$	Cu	$3,607_5$
5	$3,558_1$		

Si l'on reporte les valeurs de a_0 en fonction du pourcentage atomique de nickel, on obtient très nettement deux droites qui se coupent en un point

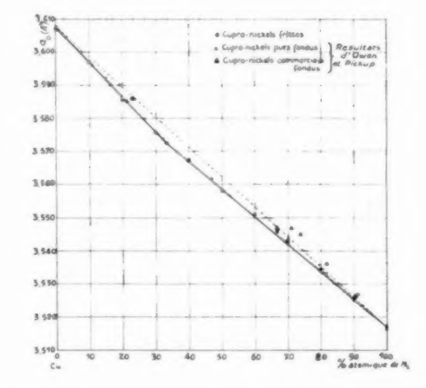


Fig. 2. — Courbe représentant la variation du paramètre cristallin a_0 en fonction du pourcentage atomique de nickel.

correspondant à une contraction de la maille de 0,12 % et à une teneur en nickel de 33 % environ.

Sur le même graphique, on a représenté les points expérimentaux d'Owen, et l'on remarque :

a. Que ceux qui se rapportent aux alliages *purs* se placent exactement sur notre courbe;

b. Que ceux qui sont relatifs aux alliages *impurs* du commerce sont nettement dispersés en dehors du tracé.

Nos résultats concernant les cupro-nickels frittés augmentation de densité d'environ 0,3 %. Ce point n'a pu être vérifié expérimentalement sur les pastilles pressées qui présentent une certaine porosité. Par contre, ayant préparé des fils de cupro-nickels de mêmes compositions que les échantillons précédents, par martelage et tréfilage de barreaux concrétés afin d'étudier leurs propriétés mécaniques, on a vérifié que la courbe densité-composition présente un maximum entre 30 et 35 % de nickel.

Le cas du cuivre-nickel qu'on vient de passer en revue est un des exemples les plus simples de la

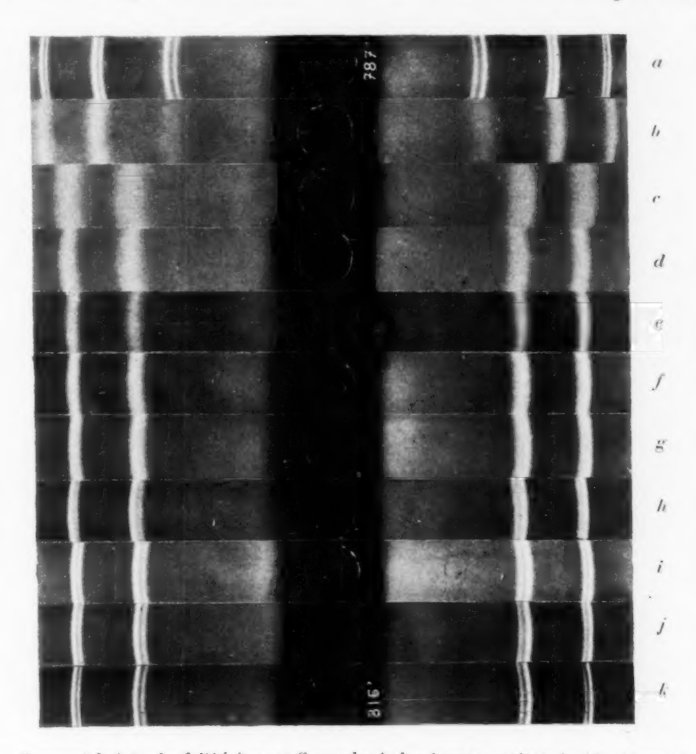


Fig. 3. — Cupronickel 50-50 fritté à 900° C pendant des temps croissants (de 45 mn à 44 h).

a, mélange initial de poudres Cu + Ni; *b*, échantillon brut de moulage; *c*, 45 mn; *d*, 3 h; *e*, 5 h; *f*, 7 h; *g*, 12 h; *h*, 20 h; *i*, 24 h; *j*, 30 h; *k*, 44 h.

s'accordent donc d'une manière très satisfaisante avec ceux d'Owen relatifs aux alliages fondus. Il est intéressant de noter que la contraction de la maille est approximativement la même dans les deux cas et a lieu pour la même teneur en nickel (aux erreurs de tracé près), et que les métaux utilisés doivent posséder des puretés équivalentes. La dispersion des résultats due à la présence d'impuretés expliquent que la contraction a pu être masquée lorsqu'on travaillait sur des alliages impurs.

A la contraction de la maille correspond une formation d'alliages par diffusion à l'état solide entre les grains de constituants amenés en contact intime grâce à la pression, à la finesse des particules, à l'augmentation de la plasticité avec la température. La netteté des raies de diffraction et la bonne séparation du doublet Kα sur toutes les raies montrent que les cupro-nickels frittés 100 h à 900° C se sont parfaitement formés et homogénéisés, du moins dans les couches explorées par les rayons X. Cela ne signifie pas nécessairement que la diffusion a été totale ni que chaque échantillon est devenu

un alliage homogène dans toute sa masse. Ce point sera élucidé en faisant compléter la radiocristallographie par la métallographie et d'autres mesures physiques. Mais les rayons X ont permis d'aborder rapidement le problème structure dans le cas actuel. Ils fournissent encore d'autres informations intéressantes :

a. L'alliage 50-50 est celui qui se forme le plus lentement; les raies restant plus longtemps larges et floues et la résolution du doublet étant retardée par rapport aux autres compositions;

b. La diffusion est accélérée dans les alliages riches en cuivre, et l'on y observe un grossissement des cristaux d'autant plus prononcé qu'il y a plus de cuivre;

c. Les alliages riches en nickel s'élaborent moins vite que les précédents et ne montrent pas de recristallisation.

Influence de la durée de frittage.

Les clichés de la figure 3 se rapportent à l'alliage 50-50, concrété à 900° C pendant des temps croissants : en les parcourant de haut en bas, on assiste pour ainsi dire à l'élaboration progressive de l'alliage. On voit les raies, d'abord très larges et très floues, se rétrécir peu à peu à mesure que se prolonge le traitement thermique, puis le doublet se laisse deviner et se sépare de plus en plus pour finir par devenir absolument net.

Il n'est pas exclu de traiter l'homogénéisation par le calcul en se basant sur la largeur des raies et la résolution du doublet.

Influence de la finesse des grains.

Elle est mise en évidence d'une manière frappante par les diagrammes des figures 4 et 5, qui sont

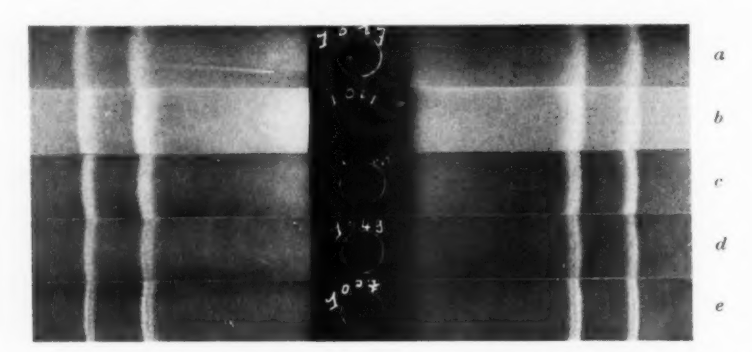


Fig. 4. — Cupro-nickel 70-30 en poudres tamisées 300, fritté à 900° C pendant des temps croissants (de 1 à 16 h), *a*, 1 h; *b*, 3 h; *c*, 6 h; *d*, 9 h; *e*, 16 h.

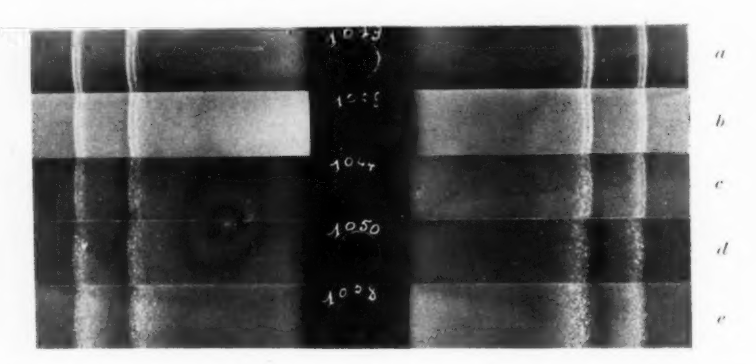


Fig. 5. — Cupro-nickel 70-30 en poudres tamisées 100-200, fritté à 900° C pendant des temps croissants (de 1 à 16 h). *a*, 1 h; *b*, 3 h; *c*, 6 h; *d*, 9 h; *e*, 16 h.

relatifs à deux alliages de composition 70 Cu : 30 Ni, l'un en poudres tamisées 300 (*fig.* 4), l'autre en poudres tamisées 100-200 (*fig.* 5). Sur les deux planches les clichés marqués d'une même lettre correspondent à la même durée de frittage à 900° C.

On voit que l'alliage à grains fins s'est formé beaucoup plus vite que l'autre en raison du contact plus intime entre particules : le doublet est visible après 9 h de concrétion. Rien de tel sur l'alliage grossier, même après 16 h; au contraire, on observe des bandes diffuses produites par des zones dispersées de toutes concentrations.

Conclusion.

Les quelques résultats et observations exposés précédemment montrent clairement les possibilités de la radiocristallographie appliquée à l'étude du frittage de poudres pressées. Beaucoup reste à faire, et en particulier l'application du calcul à des cas qu'on a seulement examinés d'un point de vue qualitatif. D'autres procédés d'investigation auront à intervenir pour compléter les données des rayons X sur l'interdiffusion des métaux pulvérulents.

BIBLIOGRAPHIE.

1. Nguyen Thien-Chi, *Ann. de Radioélectricité*, I, n° 3, 1946, p. 236.
2. Nguyen Thien-Chi, *Ann. de Radioélectricité*, III, n° 13, 1948, p. 214.
3. E. A. Owen et L. Pickup. *Z. f. Krist.*, 88, 1933, p. 416.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DES VERRES EMPLOYÉS DANS LA CONSTRUCTION DES TUBES RADIOÉLECTRIQUES [1]

PAR P. MEUNIER,

Ingénieur C. N. A. M.
Ingénieur au Laboratoire de Recherches Physico-chimiques de la C. S. F.

SOMMAIRE. — *Répondant aux exigences toujours plus grandes de la fabrication, l'auteur s'est appliqué à étudier les propriétés électriques de certains verres nouveaux, en fonction de la température principalement.*

L'article comprend deux parties : la première traite de la résistivité (méthode de mesure, appareillage, étalonnage des appareils, critique des résultats); la deuxième, plus importante, est consacrée à l'étude, en haute fréquence, des variations du facteur de pertes, de la constante diélectrique et de la puissance dissipée, en fonction de la température et de la fréquence.

Introduction.

Le verre est actuellement presque l'unique matériau constituant l'enveloppe extérieure des tubes à vide : ceci est dû à ses qualités d'isolant électrique, de tenue au vide, de façonnage.

Jusqu'à ces dernières années, le constructeur de lampes ne se préoccupait guère que de l'aptitude au façonnage et du coefficient de dilatation du verre qu'il utilisait. Mais depuis la fabrication des tubes de grande puissance et le continuel glissement vers les très courtes longueurs d'onde, les exigences des ingénieurs se sont accrues. Dans ces lampes modernes, les verres sont soumis à des fatigues, d'origine életrique ou mécanique, considérables qui peuvent amener la destruction.

On sait que les propriétés des verres (tant électriques que mécaniques ou optiques) varient beaucoup avec la température, c'est pourquoi nous avons été amenés à étudier la majorité des phénomènes électriques en fonction de cette variable. En particulier, les qualités isolantes du verre décroissent très vite lorsque la température croît.

Le rendement d'une lampe étant faible (0,5 à 0,75), la puissance dissipée en chaleur peut être assez grande et la température de travail élevée. Actuellement, on ne dépasse guère 160° C (pour les tubes classiques refroidis par air soufflé). Pour les tubes spéciaux, cette température peut atteindre et même dépasser 250°C. L'encombrement extérieur des tubes sera fonction de cette température limite de travail.

La présente étude est une contribution à la conception de verres nouveaux permettant d'élever cette limite et, par suite, de diminuer les dimensions des lampes.

Les propriétés étudiées ont été les suivantes :

1° En courant continu et alternatif industriel.
Résistivité en fonction de la température.

2° En haute fréquence.

a. Variation du facteur de pertes en fonction de la température :

— par une méthode Q métrique,

— par une méthode de tarage des puissances dissipées (pour les températures voisines du point de transformation);

b. Angle de pertes et facteur de pertes en fonction de la fréquence;

c. Constante diélectrique en fonction de la température;

d. Constante diélectrique en fonction de la fréquence;

e. Puissance dissipée en fonction de la fréquence et de la température.

---

[1] Travail présenté au C. N. A. M. en juillet 1947 pour l'obtention du diplôme d'ingénieur.

La limite supérieure de la variable température est fixée par le point de ramollissement du verre.

L'échelle des fréquences s'étend de 300 Kc à 10 Mc.

Résistivité en fonction de la température.

Cette question a déjà été étudiée en particulier aux États-Unis par Morey [1] et en Allemagne par Rasch et Hinrichsen [2] et par Fulda [3].

Le but fixé a été :

1° de vérifier les lois données par les expérimentateurs précités.

2° d'étudier et de construire un appareil de mesure pratique pouvant être confié à du personnel non spécialisé.

Cet objectif devant être atteint en respectant les deux conditions suivantes :

a. partir d'une forme d'échantillon de fabrication très commode et facile à obtenir sans craindre la dévitrification;

b. n'être tenu à aucune soudure verre-métal, ce mode de contact introduisant facilement des erreurs grossières sur les dimensions géométriques des échantillons et, par suite, sur la résistivité.

Ces conditions reviennent à pouvoir faire l'étude de la résistivité même sur des verres très instables et sans considération de la dilatation, ni d'aucune autre caractéristique physique.

Difficultés de la mesure.

1° L'échelle des valeurs des résistivités est très grande, elle s'étend de 10^4 à 10^{14} Ω/cm²/cm et nécessite un appareillage très sensible.

2° L'isolement doit être presque parfait.

La résistance de cet isolement doit être très supérieure à celle des verres mesurés.

On a adopté un dispositif spécial dont le schéma de principe est figuré ci-dessous (*fig.* 1).

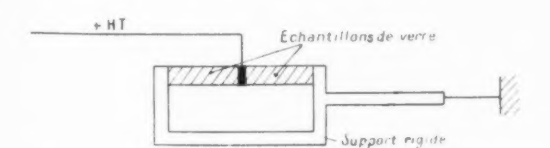


Fig. 1. — Principe du montage mécanique à haut isolement pour la mesure de la résistivité.

Ce dispositif nécessite deux échantillons semblables.

3° La polarisation à température élevée est très sensible sur certains verres et rend les mesures plus délicates.

On peut tourner cette difficulté :

a. en opérant par tops brefs;

b. en opérant en courant alternatif, si nécessaire;

c. par une forme appropriée des contacts (contacts plans et de grande surface).

En effet, M. Peyssou a montré [4] que la polarisation était d'autant moins sensible que la densité de courant au voisinage des électrodes était plus faible et qu'elle était pratiquement inexistante lorsque la densité de courant anodique était inférieure à 1 μ A : cm².

Méthode utilisée.

Pour la mesure des résistances élevées, deux méthodes se présentent :

1° par pertes de charge d'un condensateur à travers une résistance;

2° par la méthode dite du *voltmètre et de l'ampèremètre*, l'ampèremètre étant, dans ce cas, un galvanomètre très sensible.

La deuxième méthode que nous avons adoptée est d'une précision et d'une facilité opératoire plus grande que la première.

Description de l'appareillage.

1° Montage électrique. Appareils de mesure (*fig.* 2). — *a. En courant continu.* — La source de tension est une pile de 90 V (tension stable par excellence).

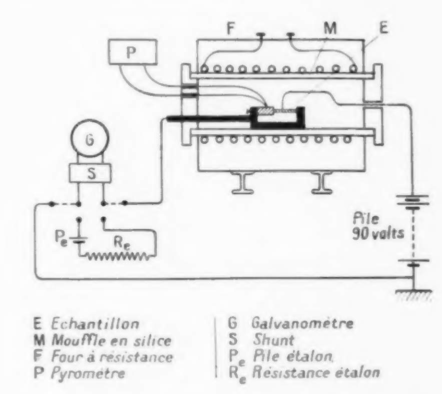


Fig. 2. — Schéma du dispositif de mesure de la résistivité massique.

Pour mesurer l'intensité du courant, on emploie un galvanomètre à cadre et miroir de sensibilité 3.10^{-9} A : mm à 1 m du miroir. Un shunt réducteur permet de diviser la sensibilité par 1, 10, 100, 1 000, 10 000.

b. En courant alternatif (fig. 3). — La source de tension est fournie par le secteur industriel. La tension est régulée à 1 % près par un stabilisateur magnétique.

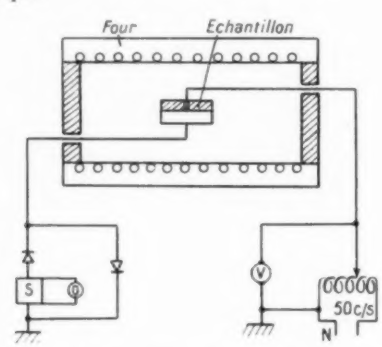


Fig. 3. — Dispositif de mesure en courant alternatif 50 c : s.

Le courant passant dans l'échantillon est alternatif, mais celui passant dans le galvanomètre est redressé par un élément oxy-métal.

2° Échantillons. — Ceux-ci sont préparés très simplement à partir de baguettes commerciales de diamètre variant de 3 à 6 mm et de longueur 8 mm environ.

Les faces sont dressées par rodage, puis argentées par peinture.

Le calibrage des baguettes étant peu régulier, la section est connue à ± 2 %.

La longueur des échantillons est mieux définie à ± 0,5 % près.

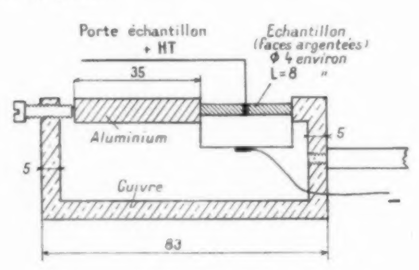


Fig. 4. — Détail du porte-échantillon.

3° Porte-échantillon. — La réalisation pratique du porte-échantillon dont le principe a été donné plus haut est représentée sur la figure 4.

Afin de pallier la différence de dilatation entre le verre et le support métallique, ce dernier est constitué de deux métaux différents : cuivre et aluminium.

La compensation de dilatation est à peu près réalisée si la longueur de la partie en cuivre est une fois et demie la longueur de la partie en aluminium.

On remarque que le porte-échantillon permet la tenue mécanique du verre, du circuit électrique et laisse complètement libre l'électrode qui n'est pas reliée à la terre, assurant un excellent isolement.

4° Four. Contrôle de la température. — On utilise un four à résistance bobinée autour d'un moufle en silice. La température est repérée par un millivoltmètre commandé par un couple thermo-électrique (chromel-alumel). Ce millivoltmètre est gradué directement en degrés centigrades. La soudure chaude est de très faible section (0,75 mm) pour éviter les inconvénients dus à l'inertie thermique.

Étalonnage des appareils de mesure.

1° Galvanomètre. — Le galvanomètre est étalonné par un élément Weston de f. é. m. 1,018 V et une résistance étalon de 1 MΩ connue à ± 0,2 % près.

2° Pyromètre. — Celui-ci est contrôlé avant les mesures par comparaison avec un pont de mesure de f. é. m.

La température est connue à moins de 1° C près.

Mode opératoire.

1° Fabrication des échantillons et mesure du rapport $\frac{\text{section}}{\text{longueur}}\ \frac{s}{l}$ (au moins deux échantillons par verre étudié).

2° Montage des échantillons.

3° Étalonnage du galvanomètre.

4° Chauffage du four jusqu'à une température inférieure d'une centaine de degrés à la température du Softening point (point de Littleton) qui est déterminé systématiquement sur le verre avant les mesures électriques.

5° Contrôle du pyromètre.

6° Arrêt du chauffage. — Mise en descente de la température à la vitesse naturelle de refroidissement qui est constante à chaque opération et assez lente pour qu'il n'y ait pas de gradient de température dans les échantillons de verre.

7° Mesure par tops tous les 10° C environ.

8° Calcul de ρ facilité par l'usage d'abaques appropriés.

Précision de la mesure. Critique.

— L'incertitude sur la tension est environ de 0,5 %.

— L'incertitude sur l'étalonnage du galvanomètre est ± 0,2 %.

— Cet appareillage, très pratique, permet de relever une courbe de la résistivité en fonction de la température en 2 h environ.

— Un simple contacteur permet de passer d'une mesure en courant continu à une mesure en courant alternatif.

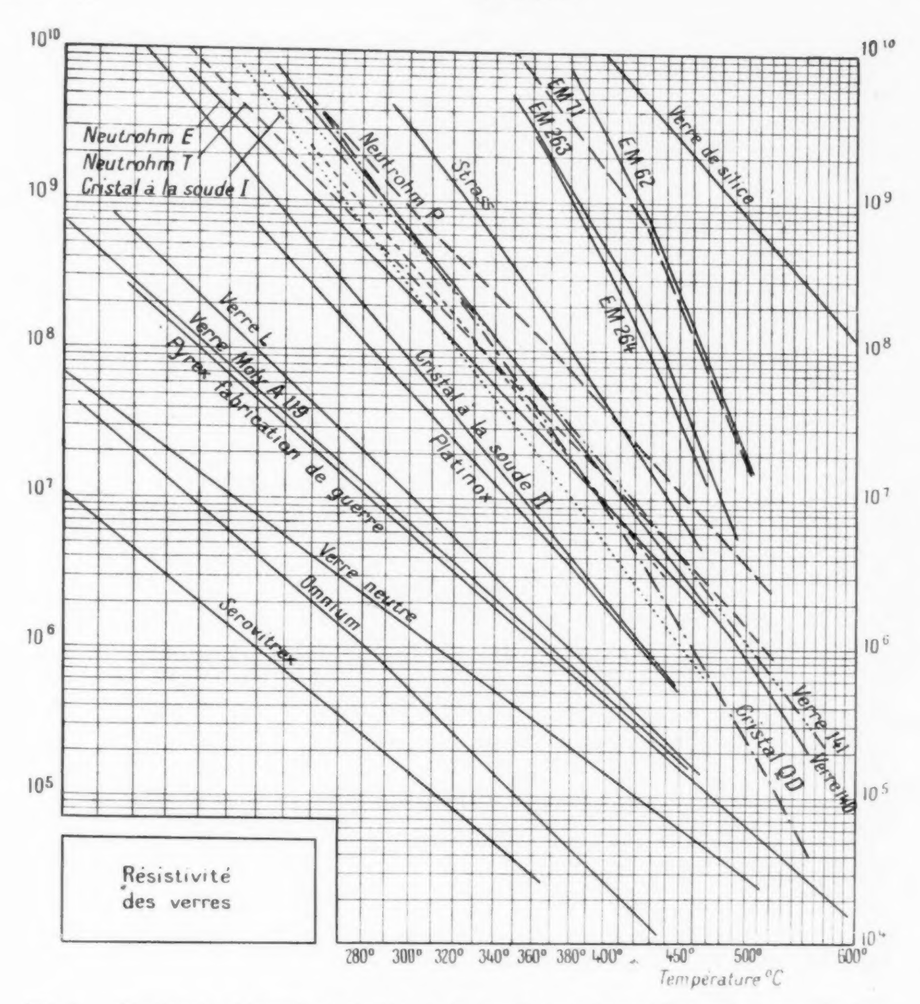


Fig. 5. — Courbes de résistivité en fonction de la température de quelques verres commerciaux.

— Le rapport de multiplication est connu à 1 % près.

— La précision sur la valeur de la résistance est donc au maximum de ± 2 %.

— Pour la résistivité, la précision est au maximum de ± 4,5 % (l'incertitude sur la valeur du rapport $\frac{s}{l}$ est de ± 2,5 %).

— La résistivité maximum que permet de mesurer cet appareil est de 10^{12} Ω/cm²/cm.

Exploitation des résultats.

Variation de la résistivité en fonction de la température. — La courbe $\rho = f(\theta)$ étant une exponentielle, on préférera la remplacer par une courbe $\log \rho = f(\theta)$.

Rasch et Hinrichsen avaient montré que ces variations pouvaient s'écrire

$$\text{Log}\,\rho = \frac{A}{T} + B.$$

où T est la température absolue et A et B deux constantes. Nous avons vérifié l'exactitude de cette loi bien connue.

La pente A est sensiblement constante pour tous les verres : elle varie entre 5 et 6.10^{-3}.

B est très variable et est compris entre + 1,3 (verre EM de très grande résistivité) et — 4,2 (verre de mauvaise qualité) (*fig.* 5).

POINT T_{A100}. — Ce repère, aujourd'hui classique [5] est la température pour laquelle la résistivité est de 100 MΩ: cm² : cm.

Les points T_{A100} sont très dispersés et s'étendent de 160° C pour les verres courants, à 470° C et même davantage pour les verres spéciaux que nous avons étudiés.

FORME DE LA COURBE $\rho = f(\theta)$ AU VOISINAGE DU POINT DE TRANSFORMATION. — Certains auteurs avaient remarqué que cette courbe présentait une variation de pente au voisinage du point de transformation.

Malgré le nombre considérable de mesures que nous avons effectuées, nous n'avons jamais observé très nettement ce phénomène.

Certains verres (*fig.* 5) présentent une variation de pente; mais cette variation est peu rapide et est souvent éloignée du point de transformation relevé au dilatomètre.

Il faudrait compléter cette étude en recherchant l'influence de la trempe sur la résistivité; B. Long [5] signale que ces variations dans la pente des courbes sont plus nettes lorsque le verre est fortement trempé. Toutefois, chaque fois que nous avons utilisé des baguettes brutes d'étirage, donc assez fortement trempées nous n'avons observé que des variations faibles de la valeur de ρ par rapport au verre recuit.

Nous avons l'intention de poursuivre cette étude pour éclaircir si possible cette question.

Les échantillons utilisés dans les mesures courantes subissent un recuit industriel et ne présentent pas de biréfringence visible au polariscope d'atelier.

MESURE DE LA TEMPÉRATURE A PARTIR DE LA VALEUR DE LA RÉSISTIVITÉ. — Il est apparu au cours de l'étude portant sur 200 verres environ que la connaissance de la résistivité d'un verre permettait d'en déduire sa température à ± 3°C près; c'est, en effet, le maximum de dispersion observé sur un même échantillon.

La sensibilité de la mesure est environ de ± 1° C.

ÉTUDE EN HAUTE FRÉQUENCE.

Généralités.

PUISSANCE DISSIPÉE. — Si, aux bornes d'un condensateur parfait, on applique une d. d. p. alternative sinusoïdale, le courant est déphasé exactement de $\frac{\pi}{2}$ en avant sur la tension.

Mais le diélectrique du condensateur absorbe toujours de l'énergie, l'angle de déphasage θ est inférieur à $\frac{\pi}{2}$.

La puissance absorbée qui se dissipe en chaleur est égale à

$$W = VI\cos\theta.$$

Plus généralement, on utilise l'angle de pertes δ, complémentaire de θ, soit

$$W = VI\sin\delta.$$

Pour de petits angles δ,

$$W = VI\sin\delta = VI\delta = VI\,\mathrm{tg}\,\delta.$$

On peut assimiler un condensateur imparfait à un ensemble constitué par un condensateur parfait et une résistance en série.

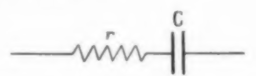


Fig. 6. — Condensateur imparfait.

La tension aux bornes de l'ensemble est la composante de la tension rI en phase avec le courant et de la tension $\frac{I}{C\omega}$ déphasée de $\frac{\pi}{2}$.

$$\mathrm{tg}\,\delta = \frac{rI}{\frac{I}{C\omega}} = rC\omega.$$

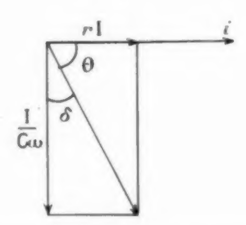


Fig. 7. — Déphasage introduit par un condensateur imparfait.

L'énergie dissipée est rI^2.

$$I = VC\omega\cos\delta.$$

Par suite,

$$W = rV^2C^2\omega^2\cos^2\delta.$$

On a coutume d'exprimer la puissance perdue dans un diélectrique en fonction de la tangente de son angle de pertes.

$$W = \frac{rV^2C^2\omega^2}{1+\mathrm{tg}^2\delta}.$$

Remplaçons r par sa valeur, soit $\frac{\mathrm{tg}\,\delta}{C\omega}$

$$W = \frac{V^2C\omega\,\mathrm{tg}\,\delta}{1+\mathrm{tg}^2\delta}.$$

Si δ est petit, on peut écrire

$$W = V^2C\omega\,\mathrm{tg}\,\delta = V^2C\omega\delta.$$

La courbe représentant les variations de la fonction $\frac{\mathrm{tg}\,\delta}{1+\mathrm{tg}^2\delta}$ a la forme suivante (*fig.* 8).

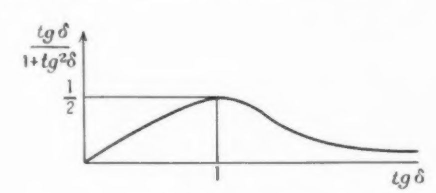


Fig. 8. — Variation de la fonction $\frac{\mathrm{tg}\,\delta}{1+\mathrm{tg}^2\delta}$ entrant dans le facteur de pertes.

Elle présente un maximum pour $\mathrm{tg}\,\delta = 1$.

Pour cette valeur $\frac{\mathrm{tg}\,\delta}{1+\mathrm{tg}^2\delta} = \frac{1}{2}$.

$$W_{\max} = \frac{V^2C\omega}{2}.$$

L'expression de la puissance dissipée peut s'écrire encore sous la forme

$$W = V^2F\frac{S}{2e}\,\frac{\varepsilon\,\mathrm{tg}\,\delta}{1+\mathrm{tg}^2\delta}\,1,1.10^{-12}$$

avec :

ε : constante diélectrique,
W (en watts),
F (en c : s),
S (en cm²),
e (en cm).

Le terme $\frac{\varepsilon\,\mathrm{tg}\,\delta}{1+\mathrm{tg}^2\delta}$, qui se réduit à $\varepsilon\,\mathrm{tg}\,\delta$ quand δ est petit est appelé facteur de pertes **W** (loss factor).

On voit ainsi que la puissance perdue en chaleur dans un diélectrique est proportionnelle :

1° au carré de la tension efficace;
2° à la fréquence;
3° au facteur de pertes;
4° à un facteur dépendant des constantes géométriques des échantillons.

Résistance apparente. — C'est la résistance équivalente parallèle d'un condensateur imparfait.

Soient r_a la résistance série équivalente et R_a la résistance parallèle équivalente du condensateur imparfait :

$$R_a = \frac{1}{r_aC^2\omega^2},$$

$$r_a = \frac{\mathrm{tg}\,\delta}{C\omega},$$

$$R_a = \frac{1}{\mathrm{tg}\,\delta\,C\omega}.$$

Résistivité apparente. — On peut définir, par analogie à la résistivité ohmique, une résistivité apparente.

$$\rho_a = R_a\frac{S}{e}.$$

Facteur de pertes **W**. — Ce facteur pour un diélectrique donné dépend essentiellement de la fréquence et de la température

$$W = \frac{\varepsilon\,\mathrm{tg}\,\delta}{1+\mathrm{tg}^2\delta} = W(F, \theta).$$

Il est nécessaire d'atteindre directement ce facteur, ou bien, étudier séparément ε et $\mathrm{tg}\,\delta$ en fonction de la fréquence et de la température.

Auparavant, il faut vérifier l'exactitude de la loi de proportionnalité de la puissance W au carré de la tension. Il pourrait se faire, en effet, que ε et $\mathrm{tg}\,\delta$ dépendent également de V (par variation du moment polaire des molécules sous l'action du champ électrique par exemple).

Sous cette réserve la surface **W**(F, θ) caractérise les pertes H. F. dans un isolant donné.

Méthodes utilisées.

1° Aux températures comprises entre l'ambiante et 300° C environ : méthode Q métrique.

2° Entre 300° C et la température de ramollissement : méthode dite *de tarage de puissance*.

1° Études des pertes aux températures inférieures a 300° C. — *Méthode du Q mètre*. — Le Q mètre utilisé avait été préalablement modifié pour maintenir constante l'injection H. F. Mais les mesures ne peuvent être faites avec fidélité et précision si les angles de pertes sont trop grands, la courbe de résonance du circuit de mesure devenant trop aplatie pour trouver un maximum avec préci-

sion. D'autre part, lorsque les températures s'élèvent, les difficultés croissent très vite (pertes dans l'isolant thermique du four, oxydation des connexions).

Pour ces diverses raisons, l'étude des pertes diélectriques par cette méthode n'est possible qu'entre l'ambiante et 300° C environ.

Échantillons. — Nous avons utilisé des disques de diamètre 90 mm et d'épaisseur 5 mm environ, dont les faces sont rectifiées et parallèles. L'épaisseur moyenne est connue à 2/100e près et le diamètre à 1/10e de millimètre près.

Les armatures sont constituées par un dépôt d'argent vaporisé sous vide afin d'éviter toute lame d'air. Cette lame d'air entraînerait en effet une erreur sur la mesure des petits angles de pertes.

La métallisation sous vide définit avec précision la surface du condensateur (*fig.* 9). Pour la simplifi-

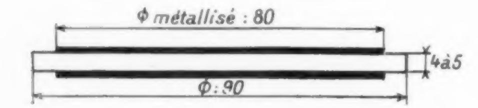


Fig. 9. — Échantillon adopté pour les mesures Q-métriques.

cation des opérations de métallisation, et parce que cette précaution ne corrige que des erreurs négligeables, on néglige systématiquement l'emploi d'un anneau de garde.

L'épaisseur de la couche d'argent ainsi déposée est environ de 3 à 5/100e de millimètre.

Les autres procédés de métallisation (schoop, peinture) que nous avons essayés entraînent des erreurs et sont la cause de manque de fidélité des mesures.

Four. — Le four destiné aux mesures en fonction de la température a fait l'objet d'une étude particulière en raison des pertes supplémentaires qu'il introduit. En effet, il se comporte comme un condensateur monté en parallèle sur l'échantillon se trouvant à l'intérieur (*fig.* 10).

La capacité mesurée est $C = C_1 + C_2$.

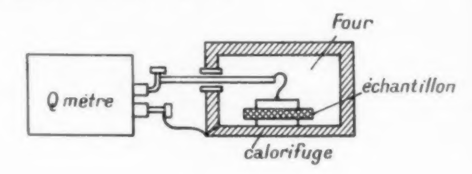
La résistance R équivalente est $R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$,

L'angle de pertes apparent est :

$$\delta = \frac{C_1 \delta_1 + C_2 \delta_2}{C_1 + C_2}.$$

La capacité du four et les pertes devront être réduites au minimum. Pour cela, on a utilisé, d'une part, un montage ayant des connexions extrêmement courtes et rigides, présentant le moins de capacités parasites, d'autre part, un isolant thermique à faibles pertes constitué par de l'orthotitanate de magnésie cuit à 1 430° et pulvérisé.

La conduite thermique du four (à chauffage par résistance) est assurée par un régulateur commercial (réglage par tout ou peu).



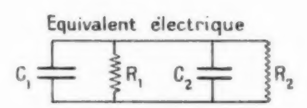


Fig. 10. — Perturbations introduites par le four dans les mesures Q-métriques. C_1, capacité de l'échantillon; C_2, capacité en parallèle due au four; R_1, R_2, résistances parallèles équivalentes de l'échantillon et du four.

Étalonnage du four. — 1. Pertes et capacité en fonction de la fréquence. Ces deux fonctions croissent avec la fréquence; toutefois jusqu'à 6 Mc, les pertes sont négligeables.

Soient C_2 et δ_2, la capacité et l'angle de pertes à une fréquence donnée.

La valeur réelle de l'angle de pertes du diélectrique est

$$\delta = \frac{C_1 \delta_1 + C_2 \delta_2}{C_1 + C_2}.$$

Les courbes de correction sont représentées ci-après :

1° $C_2 = f(F)$ (*fig.* 11),

2° $\delta_2 = f(F)$ (*fig.* 12),

3° $C_2 \delta_2 = f(F)$ (*fig.* 13).

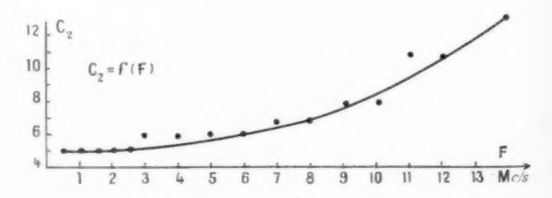


Fig. 11. — Courbe de correction, capacité parasite due au four.

2. Pertes et capacité du four en fonction de la température.

Les mesures effectuées montrent que les pertes restent sensiblement constantes jusqu'à 150° C; au delà elles croissent légèrement, mais beaucoup

moins vite que les pertes des verres; le facteur de correction est négligeable.

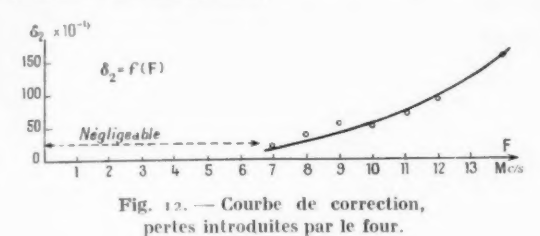


Fig. 12. — Courbe de correction, pertes introduites par le four.

La capacité diminue légèrement avec la température.

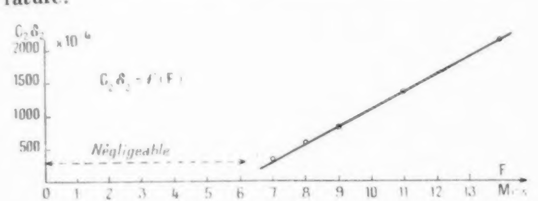


Fig. 13. — Facteur de qualité du condensateur parasite introduit par le four.

Mesures. — Les mesures faites au *Q* mètre sont présentées plus loin avec celles relatives à la deuxième méthode.

2. Études des pertes diélectriques aux températures supérieures a 300° C. — *Méthode dite de tarage des puissances.* — Cette méthode, qui a été décrite dans un précédent numéro des *Annales de Radioélectricité* [6] revient à comparer la puissance dissipée dans un échantillon soumis à un champ électrique à haute fréquence, à celle dissipée dans le même échantillon par un champ électrique à fréquence industrielle.

Mesures et résultats.

Les mesures ont été réalisées sur les verres suivants : Moly A 119, Neutrohm T, Neutrohm E, Verre L, Cristal à la soude. Les deux premiers ont été étudiés par les deux méthodes et, par conséquent, dans un domaine de température très étendu. Pour les trois autres verres, nous n'avons employé que la méthode de *tarage des puissances*.

Les courbes relatives à ces mesures sont données sur des figures annexes.

a. **Variation de l'angle de pertes** (tg δ) **en fonction de la fréquence (à diverses températures).**

Seule, la méthode du *Q* mètre permet d'atteindre tg δ, le domaine de température est donc limité. Les fréquences utilisées varient de 350 Kc : s à 20 Mc.

Pour les verres Moly A 119 et Neutrohm T, les courbes donnant les variations de la tangente de l'angle de pertes avec la fréquence sont représentées respectivement sur les figures 14 et 15.

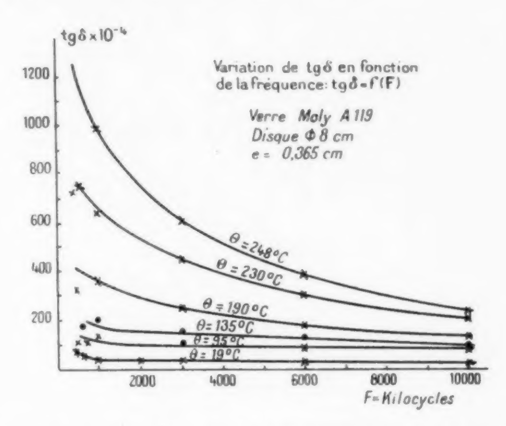


Fig. 14. — Variations de tg δ (en fonction de la fréquence et de la température) du borosilicate classique A 119 soudant au molybdène.

Les domaines de température s'étendent de l'ambiante à 250° C pour le premier verre et à 300° C pour le second.

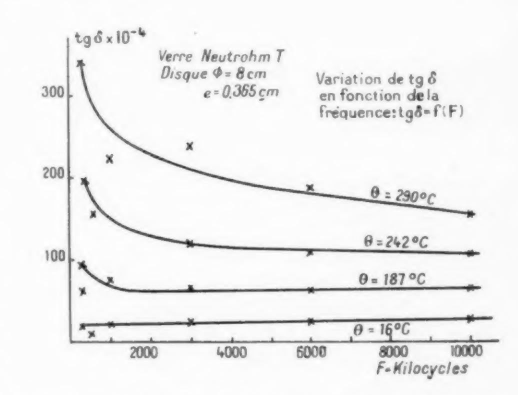


Fig. 15. — Variations de tg δ (en fonction de la fréquence et de la température) du verre « Neutrohm T » soudable au tungstène.

On remarque que la variation de tg δ est particulièrement sensible aux basses fréquences et aux hautes températures.

L'angle de pertes diminue lorsque la fréquence croît, mais a tendance à devenir constant vers les hautes fréquences.

b. Variation de la constante diélectrique ε en fonction de la fréquence (à diverses températures).

Ces mesures sont faites dans les mêmes domaines de fréquences et de températures que celles concernant l'angle de pertes. Les courbes $\varepsilon = f(F)$ sont tracées sur la figure 16.

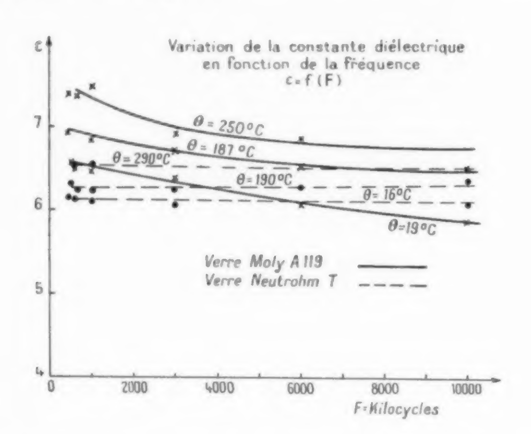


Fig. 16. — Variations de la constante diélectrique ε (en fonction de la fréquence et de la température) pour les verres Neutrohm T et Moly A 119.

Pour le verre Moly A 119, ε décroît légèrement; par contre, pour le verre Neutrohm T, ε est à peu près constant.

Lorsque la température croît, la courbe $\varepsilon = f(F)$ se déplace légèrement vers les ε plus élevés.

c. Variation du facteur de pertes (Π) en fonction de la température (pour différentes fréquences).

A 1 Mc/s le domaine de température étudié est assez grand, les mesures ayant été effectuées par les deux méthodes. Les courbes correspondantes sont tracées dans le plan $\left(\text{Log}\,\Pi, -\frac{1}{T}\right)$ (*fig.* 17).

Dans le domaine des températures comprises entre l'ambiante et 300° C, le facteur de pertes est déduit des valeurs de ε et de $\text{tg}\,\delta$ déjà relevées au Q mètre. Au delà de 300° C, Π est mesuré par la méthode de tarage des puissances. Il est remarquable que les courbes partielles relevées par des méthodes aussi différentes présentent une excellente concordance et sont bien situées dans le prolongement l'une de l'autre.

On remarque que les courbes $\text{Log}\,\Pi = f\left(\frac{1}{T}\right)$ tendent aux températures élevées vers des droites presque parallèles.

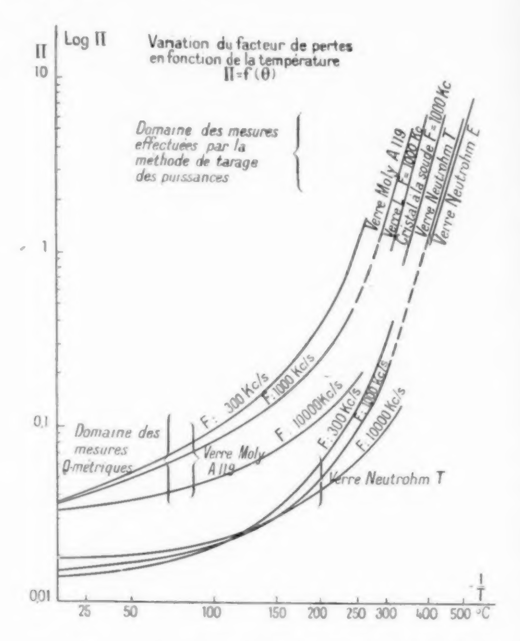


Fig. 17. — Variations du facteur de pertes pour différents verres en fonction de la température.

d. Variation de la résistivité apparente H. F. en fonction de la température (pour différentes fréquences).

La résistivité apparente H. F. ρ_{a} a été définie ci-dessus.

Nous avons employé la même échelle de coordonnées que celle utilisée pour représenter la résistivité en courant continu, soit $\log \rho$ et $-\frac{1}{T}$.

Pour les deux verres étudiés, on trouvera figure 18 le réseau des courbes $\text{Log}\,\rho_{a} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ relevées à différentes fréquences et en courant continu.

On note que la courbe de résistivité en courant continu (résistivité réelle) qui est sensiblement une droite, constitue une courbe asymptote.

Il faut conclure qu'aux hautes températures, les pertes H. F. sont dues presque uniquement à la conductivité ionique $\rho_{a} = \rho$. On conçoit donc que, pour ces températures, les variations du facteur de pertes Π, en fonction de la température soient sensiblement exponentielles et, par conséquent

représentées par des droites dans le plan $\left(\mathrm{Log}\,\Pi, \frac{1}{T}\right)$. Moyennant cette hypothèse, la position et la pente de ces droites sont facilement connues si l'on a déterminé la courbe de la résistivité en continu que l'on confond algébriquement avec la droite :

$$\rho_a = \frac{1{,}81 \cdot 10^{12}}{F\,\Pi}.$$

Si l'on exprime les variations de $\mathrm{Log}\,\rho_a$ avec la température sous la forme $\mathrm{Log}\,\rho_a = f\left(\frac{1}{T}\right)$.

On a

$$\mathrm{Log}\,\Pi = 12{,}25 - \mathrm{Log}\,F - f\left(\frac{1}{T}\right).$$

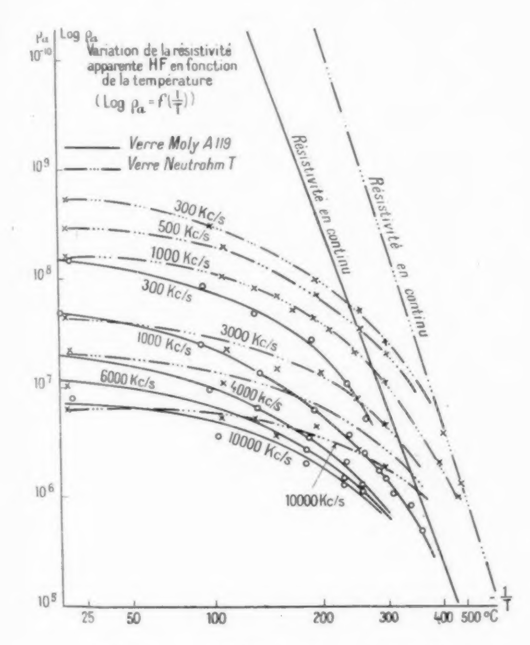


Fig. 18. — Variations de la résistivité apparente H. F. en fonction de la température.

Cette courbe tend vers une asymptote qu'il est possible de déterminer puisqu'on peut expliciter la fonction $f\left(\frac{1}{T}\right)$ aux hautes températures :

$$f\left(\frac{1}{T}\right) = \frac{A}{T} + B.$$

$$\mathrm{Log}\,\Pi = 12{,}25 - \mathrm{Log}\,F - \frac{A}{T} - B.$$

Dans le plan $\left(\mathrm{Log}\,\Pi, \frac{1}{T}\right)$, l'asymptote est une droite de pente $-A$ et dont l'ordonnée à l'origine varie linéairement avec le logarithme de la fréquence.

Numériquement pour les verres étudiés, on a

Verre *A* 119.

A............	5 000
B............	$-2{,}1$
Asymptote.....	$\mathrm{Log}\,\Pi = -\frac{5000}{T} + (14{,}15 - \mathrm{Log}\,F)$

Verre Neutrohm *T*.

A............	5 400
B............	$+0{,}9$
Asymptote.....	$\mathrm{Log}\,\Pi = -\frac{5400}{T} + (11{,}35 - \mathrm{Log}\,F)$

Pour un verre donné le réseau des courbes $\mathrm{Log}\,\Pi = f\left(\frac{1}{T}\right)$ pour diverses fréquences à l'allure représentée figure 19.

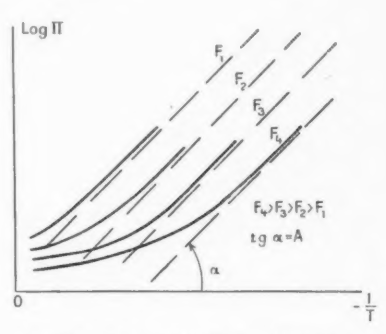


Fig. 19. — Allure de la variation du facteur de pertes en fonction de la température pour différentes fréquences.

e. Représentation dans l'espace des variations du facteur de pertes en fonction de la fréquence et de la température.

Surface :

$$\sum\left(\mathrm{Log}\,\Pi,\quad \mathrm{Log}\,F,\quad \frac{1}{T}\right) = 0.$$

Les résultats exposés dans les paragraphes précédents permettent de construire cette surface. La figure 20 donne une représentation en perspective d'une telle surface.

Aux droites asymptotes, relevées dans le plan $\left(\mathrm{Log}\,\Pi, \frac{1}{T}\right)$, correspondent des surfaces asymptotes dont on peut déterminer facilement l'équation.

$$\mathrm{Log}\,\Pi + \frac{A}{T} + \mathrm{Log}\,F - D = 0.$$

avec $D = 12{,}25 - B$.

Dans le système de coordonnées rectangulaires $\left(\mathrm{Log}\,\Pi - \frac{1}{T}, \mathrm{Log}\,F\right)$, cette surface asymptote est donc un plan.

Pour construire ce plan, il suffit de déterminer ses traces dans les plans de coordonnées.

En faisant $\Pi = \text{const.}$ $\left(\text{trace dans le plan } \operatorname{Log} F, -\frac{1}{T}\right)$, on a

$$\frac{A}{T} + \operatorname{Log} F - D' = 0.$$

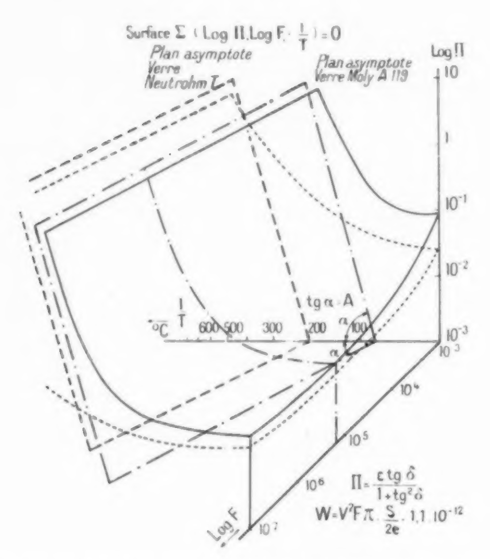


Fig. 20. — Surfaces représentatives des variations du facteur de pertes Π, de la fréquence (en coordonnées logarithmiques) et de la température (introduite par la fonction inverse $-\frac{1}{T}$ de la température absolue) pour les deux verres Neutrohm T et Moly A 119.

L'allure de ces surfaces est générale pour les verres silicates.

C'est une droite de pente A.

En faisant $F = \text{const.}$ $\left(\text{trace dans le plan } \operatorname{Log} \Pi, -\frac{1}{T}\right)$, on a

$$\frac{A}{T} + \operatorname{Log} \Pi - D'' = 0.$$

C'est aussi une droite de pente A.

La pente A étant sensiblement constante pour tous les verres, on voit que les plans asymptotes de différents verres sont presque parallèles. La position de ce plan vis-à-vis des axes de coordonnées donne une idée générale des pertes H. F., à différentes fréquences et à différentes températures pour un verre donné. Les pertes seront d'autant plus élevées que l'asymptote sera plus proche du plan de coordonnées ($\operatorname{Log} \Pi$, $\operatorname{Log} F$) et, par conséquent, que le point T_{K100} sera plus faible.

f. **Puissance dissipée en fonction de la fréquence et de la température.**

La puissance dissipée dans un échantillon de verre est, comme nous l'avons vu, de la forme

$$W = K \times V^2 \cdot \left(\frac{S}{e}\right) \cdot F\Pi$$

et, par conséquent, proportionnelle au facteur de pertes, mais aussi à la fréquence. La connaissance du produit $F\Pi$ est donc plus intéressante que celle du facteur de pertes seul.

Soit $p = F\Pi$

$$W = K' \times V^2 p.$$

En exprimant la puissance dissipée en fonction du champ électrique E, on peut écrire

$$W = KE^2 e^2 \frac{S}{e} F\Pi = KE^2 e SF\Pi.$$

où eS est le volume ϖ.

$p = F\Pi$ a été appelé pour la commodité *facteur d'échauffement*.

$$W = K'' E^2 \varpi p.$$

Le facteur d'échauffement p est une fonction de la fréquence et de la température, qu'il est possible de représenter dans l'espace par une surface

$$\varphi(p, F, \theta) = 0,$$

ou encore $p = \Phi(F, \theta)$.

On a $\operatorname{Log} p = \operatorname{Log} \Pi + \operatorname{Log} F$.

Cette surface, représentée sur la figure 21, peut se construire facilement à partir de la surface

$$\sum\left(\operatorname{Log} \Pi, \operatorname{Log} F, -\frac{1}{T}\right) = 0.$$

Elle possède également un plan asymptote dont la trace sur le plan $\left(\log F, -\frac{1}{T}\right)$ est, cette fois, une droite parallèle à $\operatorname{Log} F$.

La pente de la trace de ce plan sur $\left(\operatorname{Log} \Pi - \frac{1}{T}\right)$ est toujours A.

En effet, on peut écrire

$$\operatorname{Log} p = \operatorname{Log} F + \operatorname{Log} \Pi$$

$$\operatorname{Log} p + \frac{A}{T} - D = 0$$

qui est l'équation d'un plan asymptote.

La première constatation est l'analogie de la forme de cette surface pour deux verres de système chimique tout à fait différents et dont les valeurs des caractéristiques électriques, à une fréquence et

une température déterminées, sont aussi très différentes.

Les mesures fragmentaires qui ont été faites et que nous comptons poursuivre sur d'autres verres confirment cette analogie de forme de la surface qui se trouve, par suite, caractériser les propriétés H. F. des verres minéraux.

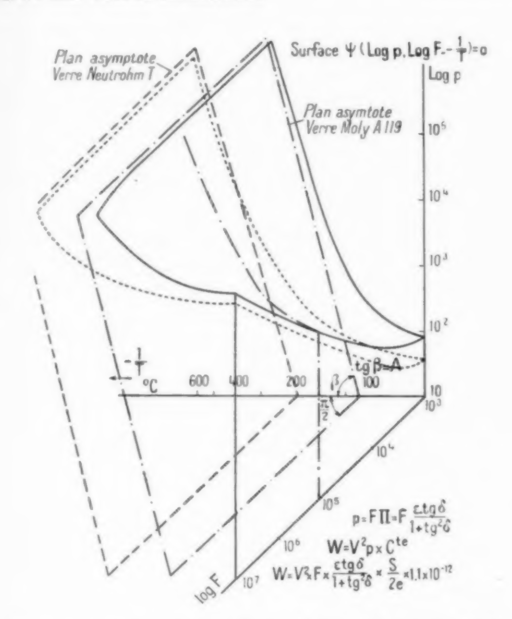


Fig. 21. — Surface donnant la variation du facteur d'échauffement en fonction de la fréquence et de la température pour les verres Neutrohm T et Moly A 119.

L'allure de la surface est générale pour les verres silicates,

On voit que, dans le domaine des basses températures (ambiante jusqu'à 100° C environ) et, pour le domaine de fréquence étudié, le facteur d'échauffement p est sensiblement *proportionnel à la fréquence.*

Aux plus basses fréquences, d'après les résultats publiés par différents auteurs, il apparaît que cette loi n'est plus vérifiée et que p est sensiblement constant. Ceci s'explique simplement par l'hypothèse que les phénomènes d'échauffement sont simplement dus à l'effet Joule dans le verre considéré comme légèrement conducteur.

Aux températures croissantes et d'autant plus hautes que la fréquence est plus élevée, l'échauffement dû à l'effet Joule classique devient prépondérant vis-à-vis de l'échauffement dû aux pertes par hystérésis diélectrique. La surface tend à venir se confondre avec le plan dont l'équation se déduit de l'hypothèse d'un échauffement dû à la seule conductibilité ionique.

Dans ces conditions aux températures assez élevées, *p devient indépendant de la fréquence,* et ceci est d'autant mieux vérifié que la fréquence est plus faible.

Résumé et conclusions.

Cherchant à étudier les propriétés des verres minéraux placés dans des champs H. F., nous avons fait précéder cette étude d'une vérification des lois antérieurement connues relatives à la résistivité électrique des verres en fonction de la température en courants continu et alternatif 50 p.

Dans ce but, un appareil a été construit qui permet de relever la courbe de résistivité jusqu'aux températures de ramollissement des échantillons, dans une durée de 2 h environ.

Les échantillons adoptés sont très aisément fabriqués en verrerie par étirage et sans utiliser de soudure verre-métal. De cette manière, aucune qualité spéciale n'est exigée du verre. La forme des échantillons tient compte des résultats obtenus par M. Peyssou sur les circonstances du phénomène de polarisation des électrodes.

Nous avons retrouvé la loi déjà indiquée par Rasch et Hinrichsen, et adoptant le repère classique appelé point T_{K100}, cette loi peut être mise sous la forme

$$\log \rho = \frac{A}{T} + 8 - \frac{A}{T_{K100} + 273}$$

T_{K100} en degrés centigrades;
T : température absolue.

On a vérifié que A est, pour des verres de compositions chimiques très variables, compris entre 5 et 6 et, le plus souvent, très voisin de 5,5 dans le domaine de température qui va de 140° C environ au point de transformation, si bien que la relation précédente peut s'écrire

$$\log \rho = \frac{5{,}5}{T} + 8 - \frac{5{,}5}{T_{K100} + 273},$$

qui donne, avec une approximation suffisante pour les applications techniques, la résistivité lorsqu'on connaît le seul point T_{K100}.

Dans l'étude des propriétés des verres en H. F., deux méthodes de mesures ont été adoptées. L'une est la méthode Q métrique utilisée jusqu'à 300° C environ. Pour l'application de cette méthode, un four spécial a dû être construit et il a fallu établir des courbes de correction tenant compte de l'influence de la présence de ce four sur les mesures. Nous avons également profité d'améliorations apportées au Q mètre classique par M. Riethmuller.

La seconde méthode utilisée est la méthode de *tarage des puissances* [6].

Pour deux verres, dont l'un (A 119) est un borosilicate et l'autre (Neutrohm T) un silico-aluminate de plomb, on a étudié la variation de la *constante diélectrique* en fonction de la fréquence dans le domaine 300 Kc/s — 10 Mc/s et de la température (de l'ambiante à 300° C environ). Les courbes obtenues sont données figure 16.

Ces résultats sont, toutefois, trop fragmentaires pour espérer pouvoir faire apparaître une loi. On a pu cependant montrer que, dans le domaine de température 300° C-500° C environ, la valeur de la constante diélectrique est indépendante du champ électrique au moins pour les fréquences voisines de *IMc* et pour des champs variant entre 600 et 2000 V : cm [6].

En ce qui concerne les *pertes diélectriques et les phénomènes d'échauffement*, nous avons étudié plus particulièrement le facteur de pertes $\pi = \frac{K \operatorname{tg} \delta}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}$ et le facteur $p = F\Pi$ appelé *facteur d'échauffement*.

Pour les deux verres A 119, Neutrohm T, il a été possible de construire, dans le domaine 300 Kc-10 Mc, ambiante - 500° C environ, les surfaces donnant en coordonnées logarithmiques Π et p en fonction de la température absolue et de la fréquence. Des mesures moins complètes, mais cependant très étendues, nous ont permis d'apercevoir une extrême analogie de la forme de ces surfaces pour de nombreux verres de systèmes chimiques très différents

On peut rendre compte des résultats obtenus et de la forme de ces surfaces par le raisonnement schématique suivant auquel, dans l'état actuel de nos connaissances il ne faut pas attribuer une valeur physique excessive.

L'échauffement d'un condensateur dans lequel le diélectrique est du verre, est dû à deux phénomènes différents :

a. Un effet Joule normal dû à une conductibilité électrique qui est elle-même causée par la très forte ionisation du milieu vitreux. Cette conductibilité varie peu lorsque la fréquence varie. On peut représenter son effet par celui d'une résistance R_i qui serait mise en parallèle sur le condensateur et qui resterait à peu près constante avec la fréquence.

b. Des pertes diélectriques proprement dites sur l'origine desquelles nous ne ferons aucune hypothèse, mais dont les variations sont *faibles avec la température et la fréquence*. Ces pertes peuvent se représenter schématiquement par une deuxième résistance R_d, dont la valeur serait, en première approximation, *inversement proportionnelle à la fréquence et faiblement décroissante avec la température.*

Selon que l'effet de l'une ou l'autre des deux résistances R_i et R_d est prépondérant, les phénomènes changent d'allure.

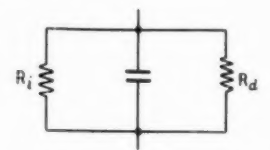


Fig. 22. — Circuit équivalent à un conducteur à diélectrique verre. R_i pertes équivalentes à des pertes de conductibilité; R_d pertes par hystérésis diélectriques.

Premier cas. — *R_i petit devant R_d.* — Les pertes diélectriques sont négligeables devant l'effet Joule : c'est le domaine des faibles résistivités ou des basses fréquences.

a. Faibles résistivités. — On les observe aux hautes températures.

Effectivement, à mesure que la température croît, les surfaces se rapprochent d'un certain plan qui coïncide avec celui dont l'équation se déduit de l'hypothèse d'un échauffement dû uniquement à une conductibilité du type ionique.

b. Basses fréquences. — Les puissances actives dissipées dues à R_i sont grandes devant celles dues à R_d, parce que R_d est très grand. Il s'ensuit que le facteur de pertes est, dans ce domaine, sensiblement inversement proportionnel à la fréquence à température constante et que ses variations en fonction de la température sont identiques à celles de la résistivité. Nous n'avons pas opéré dans ce domaine de fréquence, mais ce phénomène a été observé par plusieurs auteurs. C'est même sur la foi de ceux-ci que l'on écrit souvent que la variation des pertes dans le verre est exponentielle en fonction de la température.

La bonne concordance des résultats antérieurement publiés et des déductions tirées de l'hypothèse simple que nous proposons, nous ont amenés à prolonger les surfaces Π et p dans le domaine des basses fréquences.

Deuxième cas. — *R_d petit devant R_i.* — Ce cas se produit dans le domaine des hautes fréquences et des basses températures. Il s'observe à température d'autant plus élevée que la fréquence est elle-même plus grande.

Dans ce domaine, les pertes sont à peu près constantes aussi bien en fonction de F que de T. Les

échauffements sont proportionnels à F. C'est ce qui est effectivement observé.

TROISIÈME CAS. — *R_d et R_i du même ordre.* — Les deux phénomènes (hystérésis diélectrique, effet Joule) interviennent l'un et l'autre, ce qui explique l'allure des variations dans les zones de raccordement.

Remarques. — I. Dans le calcul de l'équation des plans asymptotes, on a négligé la variation de la constante diélectrique en fonction de la température. Ces variations sont, en effet, très petites devant les variations exponentielles de la résistivité.

II. Nous nous sommes limité à observer les lois générales des phénomènes sans chercher à entrer dans le détail. Bien que les expériences faites soient à la limite de la précision que l'on a l'habitude de demander à ce genre de mesure, nous n'avons cherché à l'aide des représentations par surfaces qu'à rendre compte à 20 % près environ des phénomènes. Devant une variation d'allure exponentielle qui atteint des amplitudes considérables, les petits phénomènes peuvent être négligés en première approximation.

III. Jusqu'à 10 Mc, il n'a jamais été observé de brusque variation du facteur de pertes qui puisse traduire une résonance d'absorption au sein du diélectrique, comme on peut penser que ce serait le cas à des fréquences plus élevées.

IV. Il est intéressant de noter la dépendance qui existe entre le point T_{K100} et le facteur de pertes En effet, tgδ (ou δ) est d'autant plus faible à une même fréquence que le point T_{K100} est plus élevé, même dans la région où l'on ne peut pas faire intervenir les pertes par conductibilité.

V. Ces expériences ont été réalisées avec des échantillons ayant été préalablement recuits et séchés. MM. Girard et Abadie [7] dans une étude récente ont montré que les pertes sont plus élevées pour des verres trempés ou humidifiés. Ces variations sont particulièrement sensibles aux basses fréquences. Les variations dues à l'humidité observées par ces auteurs sont d'ailleurs très petites devant la variation des phénomènes due à la fréquence ou à la température et peuvent, en première approximation, être négligées dans les calculs techniques. Ceci n'enlève rien à l'intérêt théorique considérable qui s'attache à ces petites variations.

Conséquence pratique. — Les conclusions de cette étude amènent une conséquence pratique immédiate, en la possibilité de déduire les valeurs des pertes et de l'échauffement en haute fréquence dans le domaine investigué, par la *seule connaissance du point T_{K100}*, avec une précision suffisante pour la plupart des applications techniques.

BIBLIOGRAPHIE.

1. MOREY G. W., *The properties of glass* (*Reinhold Publ. Cor.*, New-York, 1938, p. 441 sq).
2. RASH et HINRICHSEN, *Z. f. Elektrotechn.*, 1908, 14, p. 41.
3. FULDA M., *Sprechsaal*, 1927, p. 60 et 62.
4. PEYSSOU J., *Contribution à l'étude des phénomènes électrolytiques dans le verre* (*Ann. de Radioél.*, t. III, n° 12 avril 1948, p. 107-14).
5. LONG B., *Les propriétés physiques et la fusion du verre.*
6. DANZIN A. et MEUNIER P., *Appareil pour l'étude des échauffements et des puissances dissipées dans les corps vitreux soumis à des champs électriques à haute fréquence* (*Ann. de Radio él.*, t. III, n° 11, janvier 1948, p. 40-48).
7. ABADIE P. et GIRARD P., *Les spectres de haute et basse fréquence. Applications aux verres* (*Bull. Inst. Verre*, mai 1946).

LES TUBES A PROPAGATION D'ONDE COMME OSCILLATEURS A LARGE BANDE D'ACCORD ÉLECTRONIQUE

PAR O. DŒHLER, W. KLEEN ET P. PALLUEL,

Département « Électronique » du Centre de Recherches de la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil.

SOMMAIRE. — *Outre leurs avantages connus comme amplificateurs, les tubes à propagation d'onde sont capables de constituer des oscillateurs facilitant la solution d'importants problèmes actuels.*

Ces possibilités sont d'abord examinées en liaison avec le mécanisme d'auto-excitation par réaction interne. L'intérêt, particulièrement dans le cas des tubes à hélice, d'une réaction par une voie séparée convenablement sélective est ensuite indiqué.

Les T. P. O. oscillateurs ont l'avantage d'une large bande d'accord électronique et les tubes à hélice peuvent être utilisés dans un très large domaine de fréquences.

Différentes formes de réalisation sont citées, ainsi que des ordres de grandeur pour la bande d'accord, le rendement et la puissance.

I. Généralités.

Les progrès accomplis au cours des dix dernières années dans la conception et la réalisation de tubes électroniques spéciaux ont permis une extension rapide des applications radioélectriques jusqu'au domaine des ondes décimétriques et centimétriques. Bien que remarquablement féconde à de nombreux titres, cette transposition présente toutefois des avantages actuellement moins marqués sur quelques points, dont l'un des plus importants a trait à la largeur de bande des systèmes de transmission.

A ce point de vue, en effet, les possibilités des tubes nouveaux maintenant utilisés couramment restent encore inférieures à celles obtenues précédemment, aux fréquences moins élevées, avec les systèmes conventionnels. Ce désavantage est directement imputable à la surtension élevée des circuits incorporés à ces tubes. Ainsi les klystrons-reflex ne peuvent être accordés électriquement que dans un domaine représentant au plus 1 % environ de la fréquence de fonctionnement, domaine plus étroit encore pour les klystrons à deux cavités et les magnétrons à cavités multiples. Un réglage plus étendu est subordonné à la déformation mécanique des parois d'une ou plusieurs cavités résonnantes. Ces particularités, conduisant à des réglages restreints, lents et délicats, constituent un inconvénient grave à l'emploi courant de ces tubes dans des applications où il est nécessaire, au contraire, de disposer de réglages simples, rapides et couvrant un domaine de fréquences très étendu, comme c'est le cas par exemple pour les systèmes de liaisons multiplex ou les récepteurs chercheurs de radar.

Or, les progrès d'ensemble réalisés dans les techniques d'amplification sont caractérisés, dans le domaine des hyperfréquences, par l'apparition encore récente des tubes dits à propagation d'onde (1), dont les propriétés fondamentales semblent justement permettre un perfectionnement notable dans le sens indiqué précédemment. En effet, ces tubes ne contiennent, sous leur forme habituelle, aucun élément hautement sélectif. Ils sont basés, au contraire, sur l'échange d'énergie dû au mouvement relatif d'un faisceau d'électrons et d'une onde dont la vitesse est rendue très peu variable avec la fréquence. On illustrera parfaitement l'avantage obtenu avec des systèmes de cette nature en rappelant qu'un des premiers amplificateurs ainsi réalisés fournissait un gain de l'ordre de 23 db, constant à 3 db près sur une bande large de 800 Mc : s, pour une fréquence moyenne de 3 600 Mc : s [1].

(1) Les tubes à propagation d'onde sont désignés dans la suite par l'abréviation : T. P. O.

Il est évident qu'un tel amplificateur peut être transformé en oscillateur, au moyen d'un couplage réactif approprié. Le domaine de fonctionnement doit, pour l'exemple choisi, être plus large encore que 800 Mc : s puisque l'entretien de l'oscillation n'exige, du moins en principe, qu'un gain de puissance supérieur à l'unité.

D'autre part, il devient possible de reporter à l'extérieur du tube les organes soumis au réglage mécanique, par exemple un organe sélectif — cavité ou filtre — convenablement disposé dans le circuit de couplage réactif. Ceci rend techniquement réalisable dans de larges limites un accord rapide et fidèle selon une caractéristique désirée. De plus, l'accord électronique de l'oscillateur apparaît, d'après le mécanisme du tube à propagation d'onde, et pour un choix convenable des dimensions et des conditions de fonctionnement, beaucoup plus large que celui des klystrons.

Enfin, l'intérêt pratique de semblables tubes oscillateurs à large bande d'accord doit être jugé d'après la puissance utile requise dans les applications. Ainsi un oscillateur local, employé par exemple avec un cristal mélangeur, doit pouvoir délivrer une puissance de 1 à 10 mW seulement, ce qui permet d'utiliser la bande de réglage maxima. Une puissance aussi élevée que possible est au contraire à rechercher dans les techniques d'émission, et les performances concernant bande d'accord et puissance dépendent finalement de limites résultant des caractéristiques de construction et du mécanisme de fonctionnement des tubes.

C'est pourquoi il a paru utile, avant d'examiner en détail ces relations [1], d'indiquer sommairement les particularités des T. P. O. oscillateurs et d'exprimer quelques ordres de grandeur qu'il paraît raisonnable d'escompter dès à présent, sans préjuger des améliorations que l'on est en droit d'attendre de l'évolution d'un domaine encore au début de son développement.

II. Auto-excitation des T. P. O.

Afin de comprendre le processus de l'accord électronique lié à la variation de la tension continue appliquée (c'est-à-dire de la vitesse du faisceau d'électrons), considérons d'abord très sommairement le mécanisme de fonctionnement du T. P. O..

L'analyse des phénomènes qui sont à la base de ce mécanisme peut être trouvée dans un certain nombre de publications [2]. Il suffit ici, quant au principe, de rappeler qu'il s'agit essentiellement d'un amplificateur à gain distribué le long d'une ligne à retard propageant une onde en interaction avec un faisceau d'électrons, dont la vitesse est voisine de la vitesse de phase de l'onde. Selon la théorie relative aux petits signaux, l'interaction entre le faisceau et l'onde introduite à l'entrée du tube fait apparaître trois ondes forcées, dont deux s'atténuent tandis que la troisième s'amplifie. Ainsi, la partie réelle de la constante de propagation est positive pour l'onde amplifiée alors que le facteur correspondant pour l'onde libre correspond à une atténuation, $\gamma < 0$. La théorie montre également que la partie imaginaire k de la constante de propagation pour l'onde libre est modifiée par l'interaction et prend, pour les ondes forcées, une valeur différente, correspondant à une variation de la vitesse de phase. Par suite, les nouvelles valeurs $\bar{\gamma}$ et $\bar{k}$ des constantes de propagation dépendent des différents éléments de l'interaction, c'est-à-dire notamment des dimensions du système, ainsi que de la tension appliquée et de l'intensité du faisceau.

De cette dépendance découlent les propriétés du T. P. O., principalement gain de puissance et rendement. Ces mêmes relations permettent de prévoir les caractéristiques de fonctionnement du tube lorsqu'une partie de la puissance de sortie est ramenée à l'entrée pour produire l'oscillation. Sans entrer en détail dans la discussion des résultats théoriques, il est possible d'indiquer d'une manière plus ou moins qualitative l'essentiel du mécanisme correspondant.

L'auto-excitation est possible lorsque sont remplies convenablement une condition d'amplitude et une condition de phase. La première est satisfaite lorsque la puissance renvoyée à l'entrée du tube est plus grande que la puissance d'entrée P_e fournissant, après amplification, la puissance de sortie P_s. Si le couplage résulte de la réflexion interne d'une partie de la puissance de sortie, la condition d'amplitude s'écrit

$$(1) \qquad C e^{2(\bar{\gamma}+\gamma)l} > 1,$$

où l est la longueur du tube, C un facteur proportionnel au coefficient de réflexion et en relation avec les caractéristiques de partage de la puissance d'entrée entre les trois ondes résultant de l'interaction. (Dans le cas de la réflexion totale, C est de l'ordre de 1/10.) Ainsi le tube peut accrocher pour toutes valeurs du courant et de la tension remplissant la condition (1). Mais de plus, les valeurs des constantes figurant dans (1) sont fonction de la fréquence de telle sorte que, dans de larges limites

(1) Une publication ultérieure sera consacrée à l'examen des problèmes théoriques relatifs au T. P. O. oscillateur.

de fréquences, des réglages peuvent exister pour lesquels la condition d'accrochage est satisfaite.

Les fréquences possibles d'oscillation sont déterminées par la condition de phase, d'après laquelle le déphasage total dû au parcours de l'onde dans le tube et le long du canal de couplage est un multiple entier de 2π. Si le couplage est dû à la réflexion interne, la relation correspondante est

$$2\pi\frac{l}{\lambda}\frac{c}{v_1}+2\pi\frac{l}{\lambda}\frac{c}{v_2}+\varphi=2\pi N, \tag{2}$$

où :

λ est la longueur d'onde dans le vide;
c, la vitesse de la lumière;
v_1 et v_2, les vitesses de phase respectives des ondes directe et réfléchie;
N, un nombre entier ou ordre;
φ, un angle représentant la somme des déphasages entre les deux ondes à l'entrée et à la sortie. φ joue ici un rôle quelque peu analogue à celui de C dans la relation (1).

La vitesse de phase v_1 de l'onde amplifiée dépend de l'intensité de courant et de la tension du faisceau, tandis que celle de l'onde réfléchie est pratiquement indépendante de ces facteurs. Par suite une variation de la longueur d'onde d'oscillation résulte nécessairement de toute variation de v_1, c'est-à-dire notamment des conditions électriques de réglage.

Une valeur approximative de N peut être déterminée simplement en négligeant φ. Par exemple on obtient $N\simeq 50$ pour un tube de 25 cm à $\lambda = 12{,}5$ cm pour $\frac{c}{v}=12{,}5$ (correspondant à une tension de l'ordre de 1 600 V).

La pluralité des valeurs de N, et par suite de λ, qui correspondent à des régimes satisfaisant à la fois aux relations (1) et (2) peut être mise en évidence d'après

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}+\frac{\Delta N}{N}=0,$$

que l'on peut déduire approximativement de (2), soit pour $\Delta N = 1$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=-\frac{1}{N}. \tag{3}$$

Autrement dit, l'intervalle de deux fréquences voisines d'oscillation représente, pour l'exemple ci-dessus, environ 2 % de la fréquence, ce qui indique, pour une bande passante de l'ordre de 10 à 20 %, 5 à 10 fréquences possibles d'oscillation.

Ce résultat correspond aux constatations obtenues expérimentalement par L. Brück avec un tube à hélice de faible atténuation et représentées figure 1. Elles montrent bien la variation de la longueur d'onde excitée avec la tension de fonctionnement, ainsi que l'existence de plusieurs fréquences d'oscillation, couvrant ici un domaine de l'ordre de 750 Mc : s. Bien qu'un ou plusieurs de ces régimes puissent être supprimés par variation du couplage d'une charge, il n'est cependant pas possible d'exciter l'un d'eux d'une manière reproduisible en toute certitude, puisque certaines conditions ne sont pas exactement connues de l'opérateur ou à sa disposition : variations de la construction et des facteurs d'adaptation, phénomènes transitoires, etc. On peut seulement penser que l'oscillation privilégiée sera celle correspondant au gain maximum pour les conditions actuelles de réglage. Des modifications de ces conditions, obtenues en agissant par exemple sur la tension appliquée, l'intensité du faisceau ou l'adaptation, pourront entraîner, soit une variation progressive de la longueur d'onde, ainsi qu'on le désire, soit le passage discontinu d'un ordre à l'autre. La figure 1 montre l'existence de ces deux possibilités.

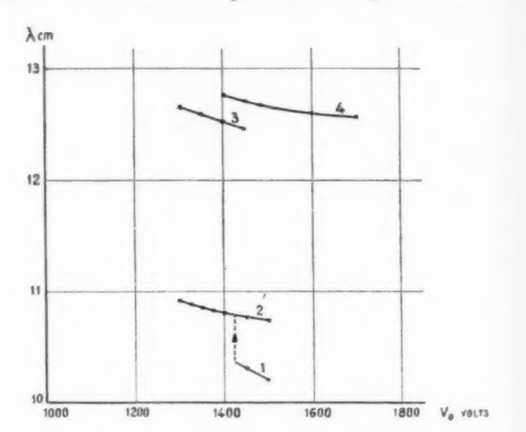


Fig. 1. — Régimes d'auto-oscillation par couplage interne dans un T. P. O.

Bien que d'autres expériences aient fait ressortir la complexité encore plus grande du mécanisme d'auto-excitation interne, les résultats précédents indiquent suffisamment que, du moins pour les tubes à hélice, ce mécanisme est à éviter et qu'une oscillation définie et stable doit être recherchée de préférence au moyen d'un couplage extérieur convenablement sélectif (*cf.* III).

En ce qui concerne la suppression du couplage interne, il est clair, d'après (1) et (2), qu'une diminution de la longueur du tube favorise la séparation des ordres et l'élimination d'un certain

nombre d'entre eux. Mais une limite dans ce sens apparaît évidemment du fait de la réduction correspondante du gain, de sorte qu'il est également important de chercher à atténuer suffisamment les ondes réfléchies. La meilleure solution connue pour augmenter la stabilité d'un tube amplificateur consiste précisément à assurer un découplage entre la sortie et l'entrée du tube par localisation sur la ligne de zones à très forte atténuation [4].

Par ailleurs, la pluralité des oscillations indésirables résulte de l'écart très grand qui existe entre la largeur de la bande d'accord possible sur un ordre choisi et la largeur de la bande à gain constant. La diminution de celle-ci a pour effet d'éliminer un certain nombre de modes parasites. En fonctionnement, la bande à gain constant d'un T. P. O. se trouve d'ailleurs généralement limitée par les conditions d'adaptation des circuits extérieurs, mais il faut souligner que ce genre de limitation est particulièrement nuisible puisque l'intensité de l'onde réfléchie y est directement liée.

En définitive, la conception d'un oscillateur T. P. O. à désaccord électronique doit être basée sur la recherche d'une bande à gain constant dont la largeur est peu supérieure à celle de la bande d'accord électronique correspondant à l'obtention d'un ordre unique d'oscillation et sur l'emploi de circuits à adaptation constante. Cette dernière condition est aussi nécessaire, naturellement, pour les amplificateurs, mais la première rend possible l'utilisation de certains types de lignes à retard dont la bande passante peut être jugée trop étroite dans les problèmes d'amplification. Il n'est donc pas impossible de concevoir *a priori* l'utilisation correcte d'une oscillation interne déterminée par une ligne à retard convenablement sélective; ceci peut être une solution d'avenir. Toutefois les lignes à hélice, à peu près les seules utilisées en pratique pour le moment, ne répondent généralement pas aux conditions désirées à cet égard, et la solution immédiate du problème de l'oscillateur repose sur l'entretien par couplage extérieur au tube.

III. T. P. O. oscillateurs à réaction extérieure.

Soit un tube dans lequel la ligne à retard présente une atténuation suffisamment élevée pour supprimer toute possibilité de réaction interne, et dont l'oscillation est provoquée par un couplage extérieur, réalisé par exemple au moyen d'un guide d'onde reliant l'entrée et la sortie du tube.

La relation de phase, comme précédemment, correspond à un déphasage total multiple entier de 2π et s'écrit

$$2\pi \frac{l}{\lambda}\frac{c}{v_1} + 2\pi \frac{l_g}{\lambda_g} + \Phi = 2\pi N, \quad (4)$$

où en plus des notations précédentes, s'introduisent la longueur l_g du guide de réaction et la longueur d'onde λ_g dans ce guide, ainsi qu'un angle Φ résultant de déphasages supplémentaires introduits par les couplages d'entrée et de sortie et par les organes sélectifs éventuellement introduits dans le système. En négligeant l'influence de Φ, que l'on peut d'ailleurs maîtriser en partie au moyen de dispositifs correcteurs, et en notant que $\frac{l_g}{\lambda_g}$ est tout à fait du même ordre que $\frac{l}{\lambda}$, on obtient approximativement

$$\frac{l}{\lambda}\left(1 + \frac{c}{v_1}\right) = N, \quad (5)$$

qui définit les ordres d'oscillation de la même manière que (2) précédemment. En comparant (2) et (5) on note immédiatement que, $\frac{c}{v}$ étant toujours grand devant $l\left(\frac{c}{v} = 10 \text{ à } 15 \text{ habituellement}\right)$, l'ordre d'oscillation est environ moitié moindre et la bande relative d'accord électronique environ deux fois plus large que dans le cas du couplage réactif interne. Ceci résulte évidemment du fait que l'onde de retour se propage ici beaucoup plus rapidement que l'onde réfléchie dans le tube. Ainsi pour un tube de 15 cm la bande d'accord électronique devient de l'ordre de 150 Mc : s.

Pour bénéficier de cette large variation et éliminer les ordres voisins, il est nécessaire d'introduire dans la ligne de couplage un élément sélectif de caractéristiques appropriées. La figure 2 indique le principe de leur détermination pour l'ordre choisi. Dans le cas numérique ci-dessus, la largeur de bande requise est de l'ordre de 6 %, ce qui pose des problèmes délicats mais non insolubles. De tels filtres peuvent être en effet réalisés avec des cavités directement couplées, ou encore en disposant dans le guide réactif des éléments résonnants localisés distants de $\frac{\lambda}{4}$. L'élément sélectif est de préférence accordable de manière à permettre une variation aussi large que possible de la fréquence centrale. Un dispositif correcteur de phase complète le dispositif de manière à centrer le mode choisi par rapport à la bande passante du filtre.

Il est intéressant maintenant de chercher à quelles conditions peuvent être atteintes des bandes d'accord

électronique aussi étendues que possible. Puisque la condition d'amplitude est très largement satisfaite avec un tube normal, il est possible d'obtenir une bande plus large en diminuant la longueur. La bande maxima correspond ainsi à un oscillateur *limite* dont toute la puissance de sortie est affectée à l'entretien de l'oscillation, c'est-à-dire en pratique à un oscillateur à très faible puissance utile, comme c'est le cas notamment pour un oscillateur local.

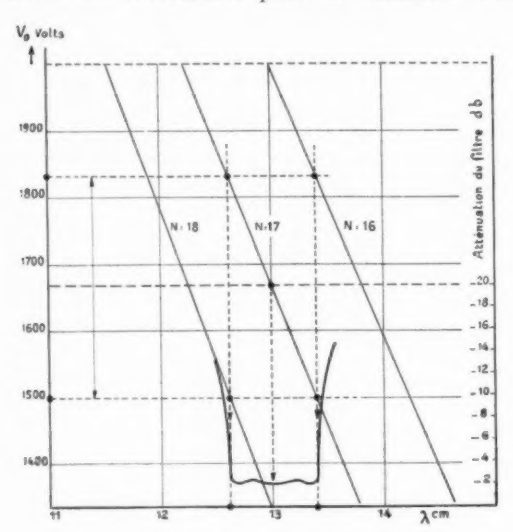


Fig. 2. — Caractéristiques d'accord électronique et séparation des ordres d'oscillation dans un T. P. O.

Soit par exemple un tube dont le facteur de gain γ soit égal à 1,3 db : cm. D'après les relations précédentes la bande maxima est obtenue pour une longueur limite

$$l_0 = \frac{A + 10}{1,3},$$

où A est l'atténuation en décibels du canal de réaction. Soit pour une ligne sans pertes $l_0 = 8$ cm, et pour une atténuation de 3 db : $l_0 = 10$ cm. Cette longueur correspond, pour $\lambda = 10$ cm à une bande d'accord maxima de l'ordre de 300 Mc : s, soit 10 % en valeur relative. Une valeur plus élevée est d'ailleurs possible en agissant sur $\frac{c}{v}$, c'est-à-dire en augmentant la tension au delà des valeurs habituelles.

Une valeur aussi élevée de la bande d'accord donne lieu cependant à un certain nombre de difficultés de réalisation, relatives aux exigences croissantes concernant la constance du gain et de l'adaptation, à la stabilité du fonctionnement, ainsi qu'aux pertes dans le système sélectif qui deviennent plus grandes à mesure qu'un plus grand nombre d'éléments résonnants devient nécessaire. Les estimations ci-dessus constituent ainsi, dans le cas particulier examiné tout au moins, une limite supérieure que des conditions diverses peuvent réduire sensiblement.

Pour mieux apprécier le rôle des facteurs précédents, il est indiqué d'examiner leur évolution dans tout le domaine des ondes centimétriques et non plus seulement pour le cas où $\lambda = 10$ cm, choisi arbitrairement. La transposition du résultat précédent vers des longueurs d'onde différentes est aisément obtenue en éliminant N entre les relations (3) et (5), soit environ

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{\frac{c}{v} l} \quad \text{ou} \quad \frac{\Delta f}{f} \sim \frac{1}{f \frac{c}{v} l}.$$

Pour des tubes fonctionnant à la même tension mais dont les dimensions sont réduites dans le rapport des longueurs d'onde, le gain maximum par unité de longueur varie approximativement comme $\lambda^{-\frac{1}{3}}$. Par suite la longueur limite varie (si A reste constant) comme $\lambda^{\frac{1}{3}}$ et la variation relative de fréquence est proportionnelle à $\lambda^{\frac{2}{3}}$. Sur la base de l'exemple précédent, on obtient ainsi :

à 10 cm	(3 000 Mc : s) =	10 %,	soit	300 Mc : s;
à 3 cm	(10 000) =	4,5 ,	»	450 ;
à 1,25 cm	(24 000) =	2,5 ,	»	600 ;

Il apparaît donc d'après cet exemple que les difficultés relatives à l'obtention de la bande limite sont plus aisément surmontables aux très courtes longueurs d'onde, ce qui est de nature à compenser dans une certaine mesure le rétrécissement constaté de la largeur de bande relative possible.

Les chiffres précédents permettent de juger de l'avantage offert par les T. P. O. sur les klystrons-reflex, particulièrement important au-dessus de 3 cm et substantiel en deça jusque au-dessous de 1 cm. A cette dernière longueur d'onde les difficultés de construction des klystrons sont d'ailleurs telles que les T. P. O. paraissent devoir leur être avantageusement préférés. Une amélioration supplémentaire reste d'ailleurs possible en utilisant des tubes à tension plus élevée, et surtout des lignes à retard douées d'un gain par unité de longueur supérieur à celui des hélices. On ne doit pas perdre de vue cependant que les estimations faites concernent uniquement la bande d'accord qu'il est possible d'obtenir à des puissances très faibles. Il importe

donc maintenant d'examiner le problème des oscillateurs T. P. O. capables de délivrer simultanément une bande large et une puissance notable.

IV. Puissance des T. P. O. oscillateurs et considérations sur différentes formes de réalisation.

La bande d'accord électronique la meilleure étant obtenue pour une puissance très faible, un système pratique à très large bande peut être réalisé en combinant l'oscillateur *limite* avec un amplificateur de puissance. De la sorte, bande maxima et puissance maxima sont compatibles, sous réserve de difficultés accrues du fait des circuits supplémentaires. Des performances moins poussées peuvent être fournies par un tube unique au prix d'un compromis concernant sa longueur. Le résultat sera d'autant plus favorable qu'une puissance plus élevée aura été réalisée pour une longueur moindre. La conception d'un tube de puissance à gain élevé par unité de longueur est ainsi à la base du problème.

L'examen antérieur des effets non linéaires [3] facilite une évaluation de la puissance et du rendement qu'il est possible d'attendre d'un tel oscillateur, à partir du comportement d'un tube à commande extérieure.

Remarquons d'abord qu'il est toujours possible, en appliquant un signal d'entrée suffisamment élevé, de transférer complètement, le long du tube, la réserve d'énergie utile correspondant à l'excédent de vitesse des électrons sur l'onde. Par suite le rendement optimum du tube est indépendant de sa longueur. Mais pour un oscillateur, une longueur réduite affecte le rendement de l'ensemble puisqu'une puissance accrue est nécessaire à l'entretien.

Pour le rendement optimum d'un T. P. O. on peut admettre en première approximation [3]

$$\eta = 2,5 \cdot 10^{-3} [I R \lambda^2]^{\frac{1}{3}},$$

où I est le courant en ampères, R l'impédance de couplage en ohms par centimètre carré et λ la longueur d'onde en centimètres. D'après cette expression, η est indépendant de la tension appliquée V_0; par suite la puissance utile croît linéairement avec V_0 et un peu plus vite avec I. Pour un T. P. O. à hélice fonctionnant à 10 cm où $I = 10^{-2}$ A, $R = 1\,000\ \Omega : \text{cm}^2$, on obtient $\eta = 2,5\ \%$, soit, à 2 000 V, une puissance de l'ordre de 0,5 W, dont il faut retrancher environ 0,1 W pour la commande de l'oscillateur. Sous des conditions plus favorables, il semble ainsi possible d'obtenir des puissances de l'ordre de 1 W.

Le problème du tube de puissance peut maintenant être posé autrement, dans le but de déterminer si des solutions différentes pourraient, dans l'avenir, permettre des puissances beaucoup plus élevées. Il consiste à rechercher des systèmes de lignes à retard plus efficaces que l'hélice du double point de vue de l'interaction entre le faisceau et l'onde [1] et de la puissance continue applicable au tube. D'une manière générale, on doit chercher à augmenter le couplage R, la tension et l'intensité du faisceau.

Sous cet aspect, l'hélice présente des inconvénients bien connus : le faisceau est limité au voisinage de l'axe; mais le champ sur l'axe est faible et l'on ne peut l'augmenter qu'en diminuant la section de l'hélice, c'est-à-dire aussi l'intensité du courant. Son avantage principal : une vitesse de phase très peu variable sur une large bande de fréquence, est, comme on l'a vu, d'un intérêt moins marqué pour un oscillateur que pour un amplificateur.

Des lignes à retard à couplage plus serré entre le faisceau et l'onde et permettant d'autre part d'utiliser un faisceau plus intense peuvent être considérées. Il faut toutefois s'attendre à ce que certains phénomènes, négligés par les théories actuelles mais déjà observés dans les tubes à hélice, puissent y jouer un rôle plus important, notamment du fait des particularités de construction. Tels sont principalement les effets de la charge d'espace [6] et la possibilité d'une interaction radiale ou transversale [7].

Des valeurs très approximatives sont cependant prévisibles, dont l'intérêt est de fournir un premier élément de comparaison entre différents systèmes quant à la puissance utile. Quelques-uns de ces systèmes sont représentés figure 3.

Avec l'hélice à conducteur central, les champs sont renforcés dans la zone où passe le faisceau, et particulièrement le champ radial. Si l'interaction est effectivement améliorée, l'espace offert au faisceau n'est pratiquement pas accru et les problèmes de focalisation ne sont pas facilités. L'accroissement de puissance paraît donc assez restreint.

Des systèmes plus avantageux à ce point de vue sont réalisables en chargeant des guides par des éléments inductifs, diaphragmes, iris ou fentes, par exemple. De telles lignes assurent une meilleure

---

(1) L'amélioration de l'interaction par une modification progressive de l'hélice ou des tensions le long du tube a déjà été proposée sous diverses formes. *Voir* [5].

concentration de l'énergie haute fréquence dans la zone d'interaction et permettent éventuellement de réserver un canal central plus large pour le passage du faisceau.

Un système particulièrement intéressant est celui formé d'un conducteur central à ailettes entouré d'un guide. Les ailettes disposées transversalement forment une charge inductive assurant le freinage de l'onde et reportent la zone d'interaction dans un espace annulaire où l'intensité du faisceau peut être beaucoup plus élevée que dans les lignes à faisceau central.

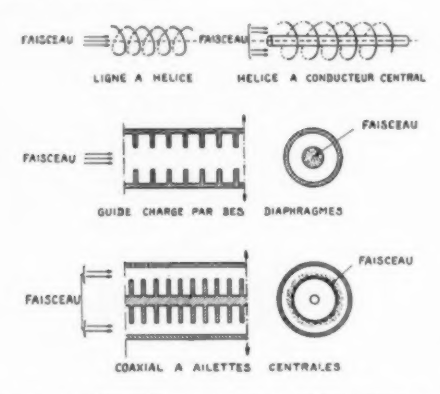


Fig. 3. — Exemples de lignes à retard pour T. P. O.

Des solutions de cette nature sont actuellement l'objet d'investigations détaillées et en particulier la dernière, qui semble devoir permettre un progrès important, ainsi que le montre un ordre de grandeur très approximatif, mais suggestif, des performances espérées. D'après des évaluations très raisonnables des propriétés du système, il paraît en effet possible d'obtenir avec une ligne à ailettes un faisceau dix fois plus intense et une résistance de couplage quatre fois plus élevée que pour l'hélice, à longueur d'onde égale. Il en résulte un accroissement de l'ordre de 3,5 pour le rendement et de 35 pour la puissance. Comparé à l'ordre de grandeur précédent pour l'hélice, ceci correspond à un rendement de l'ordre de 8 à 10 % et à une puissance utile de l'ordre de 20 W, à 3000 Mc : s. On peut en déduire les estimations suivantes à des fréquences plus élevées :

1 à 2 W	et 5 à 6 %,	à	9000 Mc : s	(3,3 cm);
0,1 à 0,2	et 2 à 3	à	24000	(1,25).

De telles valeurs, vraisemblablement susceptibles d'être améliorées, montrent l'intérêt accru des T. P. O. par rapport aux klystrons dans le domaine des fréquences très élevées, intérêt encore renforcé du fait que, malgré les réelles difficultés de construction, les dimensions des éléments constitutifs sont notablement moins réduites.

D'autre part, grâce au gain unitaire plus grand, la séparation des ordres d'oscillation, et, par suite, la bande d'accord électronique, peut être plus large qu'avec une ligne à hélice. Toutefois, une différence très notable existe entre le système à hélice, d'une part, et, d'autre part, des formes telles que celles qui viennent d'être examinées. Avec l'hélice, la vitesse de propagation de l'onde est pratiquement indépendante de la fréquence dans une bande très large, de l'ordre de 1 octave ou plus, ce qui permet l'oscillation entre de très larges limites de fréquences, par exemple entre 5 et 10 cm, ou entre 1 et 3 cm. C'est alors l'organe sélectif du canal réactif qui assure la discrimination et la stabilité de l'ordre choisi. Au contraire, pour des lignes à diaphragmes ou à ailettes centrales, la vitesse de phase et le couplage entre le faisceau et l'onde présentent une forte dispersion avec la fréquence. On peut même dire qu'il est nécessaire d'utiliser le tube dans une zone de dispersion intense pour obtenir un couplage élevé.

Dans un tube amplificateur, ceci correspond à une bande passante moins large qu'avec l'hélice, disons 2 à 5 % au lieu de 10 à 20 %, d'après nos expériences. Pour le fonctionnement en oscillateur, cette bande paraît néanmoins encore suffisante et a l'avantage de limiter très sensiblement le nombre des oscillations parasites. De plus la possibilité d'une bonne adaptation de la charge dans une bande aussi restreinte doit permettre d'éviter l'introduction d'une forte atténuation dans la ligne.

A ces divers avantages s'oppose toutefois l'inconvénient d'un domaine de fréquences pratiquement limité au domaine d'accord électronique, de sorte que, vis-à-vis de l'hélice, les systèmes à retard en question constituent plutôt des systèmes à fréquence fixe. Néanmoins, la grandeur de la bande d'accord électronique ainsi que l'accroissement de puissance déjà noté soulignent les réelles possibilités de tubes réalisables d'après ces principes, et malgré le désavantage supplémentaire qu'ils présentent actuellement, par rapport aux tubes à hélice, en ce qui concerne les problèmes technologiques de construction.

Des réalisations basées sur ces différents systèmes sont actuellement en cours d'étude. Les résultats obtenus seront indiqués ultérieurement.

BIBLIOGRAPHIE.

1. R. KOMPFNER, *The traveling-wave valve* (*Wireless World*, t. 52, 1946, p. 369-372). — J. R. PIERCE et L. M. FIELD, *Traveling-wave tubes* (*P. I. R. E.*, t. 35, 1947, p. 108-111).
2. Notamment : J. R. PIERCE, *Theory of the beam type traveling-wave tube* (*P. I. R. E.*, t. 35, 1947, p. 111-123). — R. KOMPFNER, *The traveling-wave tube* (*Wireless Eng.*, t. 24, 1947, p. 255-266). — J. BERNIER, *Essai de théorie du tube électronique à propagation d'onde* (*Annales de Radioélectricité*, t. 2, 1947, p. 87-101). — O. DOEHLER et W. KLEEN, *Théorie cinématique de l'échange d'énergie entre un faisceau électronique et une onde électromagnétique* (*Annales de Radioélectricité*, t. 2, 1947, p. 232-242).
3. O. DOEHLER et W. KLEEN, *Phénomènes non linéaires dans les tubes à propagation d'onde* (*Annales de Radioélectricité*, t. 3, 1948, p. 124-143).
4. Demande de Brevet français n° 544.920 du 21 novembre 1947 (C. S. F., Système J. Brossart).
5. Brevet U. S. A. n° 2.300.052 du 4 mai 1940 (N. E. Lindenblad). Demande de Brevet français n° 527.844 du 6 janvier 1947 (C. S. F.).
6. O. DOEHLER et W. KLEEN, *Sur l'influence de la charge d'espace dans le tube à propagation d'onde* (*Annales de Radioélectricité*, t. 3, 1948, p. 184-188).
7. O. DOEHLER et W. KLEEN, *Influence du champ électrique transversal dans la ligne à retard du tube à propagation d'onde* (*Annales de Radioélectricité*, t. 4, 1949, p. 76-84).

INFLUENCE DU VECTEUR ÉLECTRIQUE TRANSVERSAL DANS LA LIGNE A RETARD DU TUBE A PROPAGATION D'ONDE

PAR O. DŒHLER ET W. KLEEN,

Département « Électronique » du Centre de Recherches
de la Compagnie générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Après un aperçu sur les hypothèses formulées dans les différentes théories du comportement linéaire du tube à propagation d'onde, les auteurs traitent de l'effet du champ électrique transversal de la ligne à retard sur l'interaction du faisceau et de l'onde, effet qui n'avait pas encore été étudié jusqu'à maintenant. Cet effet est calculé d'après la méthode cinématique déjà utilisée dans des travaux antérieurs. On montre que le champ radial a pour conséquence l'excitation de cinq ondes à l'entrée du tube au lieu des trois ondes existant dans l'hypothèse d'une ligne à champ purement longitudinal, le gain de l'onde amplifiée pouvant être sensiblement augmenté par le champ radial. Les formes particulières de lignes à retard où ces effets sont prédominants sont examinées. L'influence sur le gain de la charge d'espace et de l'absorption d'électrons par la ligne à retard est étudiée.*

1. Aperçu sur les hypothèses faites antérieurement et sur les effets d'un champ transversal.

Cette étude a été entreprise à la suite des désaccords observés entre les valeurs mesurées et calculées pour le gain des tubes à propagation d'onde. Nous avons ainsi été amenés à rechercher s'il n'existait pas d'autres effets influençant le gain de ces tubes, effets qui n'ont pas encore été étudiés dans les différentes théories. Dans ces conditions, il paraît opportun de reprendre rapidement les bases de ces théories et les hypothèses qu'elles comportent.

On constate que toutes ces théories sont basées sur l'étude de l'interaction entre le faisceau électronique et le vecteur électrique longitudinal de l'onde guidée. On admet que le vecteur électrique radial ou transversal ne joue aucun rôle dans cette interaction. On a émis, par ailleurs, dans différents travaux les hypothèses suivantes :

a. Le faisceau est linéaire, infiniment mince et se déplace le long de l'axe de la ligne à retard. Pour une valeur donnée de la puissance traversant la section de la ligne, le champ électrique axial n'est pas modifié par la présence du faisceau électronique [1, 2, 3]. Dans ce qui suit cette théorie sera dénommée théorie unidimensionnelle;

b. Le faisceau est de diamètre fini mais l'allure du champ à l'intérieur et à l'extérieur du guide (hélice) n'est pas modifiée par la charge d'espace alternative du faisceau électronique [4];

c. Le champ électrique de l'onde dépend non seulement de la puissance transportée par l'hélice mais aussi de la densité de la charge d'espace alternative du faisceau électronique. Cet effet s'interprète de deux manières différentes :

— Les forces répulsives des paquets d'électrons sont superposées aux forces engendrées par l'onde et diminuent, en général, le groupement et le gain du tube [5];

— Le champ électrique à l'intérieur du faisceau électronique est partiellement blindé par la charge d'espace alternative, effet qui correspond à une variation de la valeur et de la phase de l'impédance de couplage entre le faisceau et l'onde et à une diminution du gain (*voir* [2], Annexe 3), [6].

Les méthodes de calcul utilisées par L. J. Chu et J. D. Jackson [7] et par O. E. H. Rydbeck [8] tiennent automatiquement compte de ces deux effets. Il en est de même pour les travaux de P. Lapostolle [10] et de A. Blanc-Lapierre, P. Lapostolle, J.-P. Voge et R. Wallauschek [11] sur un tube

particulier consistant en une ligne à retard en forme de guide rempli d'un diélectrique troué dans la direction de l'axe.

Il est évident, tout au moins intuitivement, que les calculs seront plus laborieux et les résultats plus difficilement applicables, en général, lorsque l'on tiendra compte, plus ou moins complètement, de l'ensemble de ces effets. Aucune des études dont il est question ci-dessus ne considère une interaction entre le faisceau et le vecteur électrique radial ou transversal de l'onde ([1]).

Une composante transversale du vecteur électrique doit cependant exister dans toute ligne à retard guidant l'onde dans la direction de l'axe; on constate que cette composante entraîne les phénomènes suivants :

— Les électrons se meuvent dans un champ radial et sont freinés ou accélérés par celui-ci, ce qui provoque un transfert de puissance du faisceau à l'onde ou *vice versa.* On verra d'ailleurs plus loin que la contribution de cet effet au gain est pratiquement négligeable;

— Des électrons qui en l'absence de l'onde se déplaceraient parallèlement à l'axe oscilleront maintenant autour de cette trajectoire parallèle, par suite du champ électrique radial E_r. Le vecteur électrique longitudinal E_z variant avec r les électrons rencontrent donc des valeurs de E_z qui varient périodiquement le long du parcours; cela donne lieu à un échange d'énergie, qui est fonction de la variation δr de r. On ne doit pas confondre cet effet avec celui de l'interaction d'un faisceau de diamètre fini mais constant le long de son parcours ($\delta r = 0$) avec le champ électrique longitudinal et variable avec r; la différence apparaîtra plus clairement au cours du calcul;

— Si les amplitudes des oscillations des électrons dans la direction r deviennent trop grandes, une partie des électrons est captée par les parois de la ligne à retard. Il s'ensuit une variation du courant alternatif subissant l'action du champ E_z et, par conséquent, une variation de la constante de propagation de l'onde.

Nous étudierons ici les trois phénomènes précédents en nous bornant au cas des petits signaux.

Le faisceau est focalisé au moyen d'un champ magnétique longitudinal d'induction B constante. Nous ferons l'hypothèse que les électrons du faisceau, qui possède à l'entrée de la ligne à retard le diamètre fini $2\,r_{\max,0}$, en l'absence de l'onde, décrivent autour de l'axe des orbites de rayon r_m constant avec une vitesse angulaire

$$\omega_{r,m} = \frac{e}{2\,m} B = \frac{1}{2} \eta B, \tag{1}$$

de valeur constante. Nous supposerons la densité de courant du faisceau indépendante du rayon. La valeur constante de r_m ne correspond à l'expérience que dans un cas particulier et en Annexe 1 nous discuterons, en tenant compte des trajectoires véritables, des modifications à apporter aux résultats obtenus dans cette hypothèse. L'équation (1) exige que le champ magnétique soit nul au départ des électrons, c'est-à-dire à la cathode, condition satisfaite en pratique.

Le calcul sera donné pour une ligne à retard de section circulaire. L'onde progressive étant écrite sous la forme e^{-jkz}, le champ longitudinal E_z et le champ radial E_r sont reliés par

$$E_r = j \frac{k}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{j}{k} \frac{\partial E_z}{\partial r}, \tag{2a}$$

comme $k = \frac{\omega}{v} \gg \frac{\omega}{c}$. Si la ligne ne possède aucun conducteur sur l'axe, on aura

$$E_z = E_{za} I_0(kr),$$

E_{za} étant le champ électrique sur l'axe. On tire alors de (2a)

$$E_r = j E_{za} I_1(kr) = j E_z \frac{I_1(kr)}{I_0(kr)} \tag{2b}$$

(I_0, I_1 fonctions de Bessel modifiées).

Mentionnons que les résultats peuvent facilement être transposés pour des formes différentes de la ligne à retard, soit pour des systèmes cylindriques avec conducteur intérieur, soit pour des systèmes plans.

Notons au préalable que l'effet étudié s'annulerait si le champ électrique était purement longitudinal et s'il n'existait par suite aucun déplacement δr des électrons dans la direction radiale. Le gain obtenu par le raisonnement suivant, paragraphe 5, constitue donc un effet supplémentaire qui sera combiné dans le paragraphe 7 avec les résultats de la théorie unidimensionnelle. On conçoit que la multiplicité des effets rende difficile ou même impossible de déterminer assez exactement la contribution de chacun dans les valeurs mesurées.

Les notations correspondent pratiquement à

([1]) Pendant l'impression du présent mémoire, J.-R. PIERCE a publié une étude sur cette question dans le *Bell System Techn. Jl.*, oct. 1948, t. 27, p. 732-746.

celles que nous avons déjà utilisées [9]. Nous en rappelons les principales :

v_0, vitesse des électrons (cm : s);
v, vitesse de l'onde libre (cm : s);
$\bar{v}$, vitesse de l'onde forcée (cm : s);
$\beta = \gamma - jk$, constante de propagation de l'onde libre (1 : cm);
$\Gamma = \bar{\gamma} - j\bar{k}$, constante de propagation de l'onde forcée (1 : cm);
ω, pulsation (1 : s);
$\omega_{r,m} = \frac{e}{2m} B$, vitesse angulaire des électrons (1 : s);
E_z, champ électrique longitudinal (V : cm);
E_r, champ électrique radial (V : cm);
R, impédance de couplage (Ω : cm²);
B, induction du champ magnétique longitudinal (Vs : cm²);
V_0, tension continue (V);
J, courant continu (A);
P, puissance (W);

$$k_0 = \frac{\omega}{v_0} \ (1 : \mathrm{cm}),$$

$$\bar{\gamma}_{opt} = \sqrt{3}\left(\frac{1}{32} k_0 R \frac{I}{V_0}\right)^{\frac{1}{3}} \ (1 : \mathrm{cm}),$$

$$\xi = \Gamma v_0 + j\omega \ (1 : s),$$

$$u = \left(1 - \frac{v_0}{v}\right) \frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}},$$

$$x = \left(1 - \frac{v_0}{\bar{v}}\right) \frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}},$$

$$y = \frac{\bar{\gamma}}{\bar{\gamma}_{opt}},$$

$$s = \frac{\gamma}{\bar{\gamma}_{opt}},$$

$$p = \frac{E_{za,0}}{2 k_0 V_0} \left(\frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}}\right)^2,$$

$$\mathfrak{Z} = \frac{\omega_{r,m}}{\omega} \frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}},$$

2. L'équation de mouvement.

En considérant le comportement stationnaire nous écrirons le champ électrique radial sous la forme $E_{r0} e^{\Gamma z + j\omega t}$. On obtient alors pour le mouvement des électrons dans la direction r l'équation différentielle

$$(3) \qquad \ddot{r} - r\omega_r^2 = \eta[E_{r0} e^{\Gamma z + j\omega t} - r\omega_r B]$$

avec

$$\eta = \frac{e}{m},$$

E_{r0} étant le champ radial à l'entrée.

Posons

$$r = r_m + \delta r, \qquad \omega_r = \omega_{r,m} + \delta\omega_r,$$

r_m et $\omega_{r,m}$ étant le rayon et la vitesse angulaire des trajectoires non influencées par l'onde.

On aura alors d'après (3)

$$(4) \qquad \delta\ddot{r} - \omega_{r,m}^2 \delta r - 2 r_m \omega_{r,m} \delta\omega_r = \eta(E_{r0} e^{\Gamma z + j\omega t} - \omega_{r,m} B \delta r - r_m B \delta\omega_r),$$

et en tenant compte de (1)

$$(5) \qquad \delta\ddot{r} + \omega_{r,m}^2 \delta r = \eta E_{r0} e^{\Gamma z + j\omega t}.$$

On introduit dans (5) pour E_{r0} la valeur correspondant à la trajectoire originale ($r = r_m$) et l'on remplace E_r par E_z [*voir* l'équation (2)]

$$E_{r0} = j E_{za,0} I_1(k r_m),$$

$E_{za,0}$ étant l'amplitude du champ électrique sur l'axe pour $z = 0$,

$$(6) \qquad \delta\ddot{r} + \omega_{r,m}^2 \delta r = j\eta E_{za,0} I_1(k r_m) e^{\Gamma z + j\omega t}.$$

La solution de l'équation non homogène rendue linéaire par l'introduction de $z = v_0 \tau$ a la forme

$$(7) \qquad \delta r = j\eta E_{za,0} I_1(k r_m) \frac{1}{\omega_{r,m}^2 + \xi^2} e^{\Gamma z + j\omega t}$$

avec

$$\xi = \Gamma v_0 + j\omega,$$

$$\Gamma = \bar{\gamma} - j\bar{k} = \bar{\gamma} - j\frac{\omega}{\bar{v}}.$$

L'équation (7) est normalisée d'après les notations ci-dessus. On trouve alors

$$\delta r = \frac{p}{k_0}\left[\frac{2xy + j(y^2 - x^2 + \mathfrak{Z}^2)}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{Z}^2)^2 + 4x^2y^2}\right] I_1(k r_m) e^{\Gamma z + j\omega t}$$

$$= \frac{p}{k_0} f(x, y, \mathfrak{Z}) I_1(k r_m) e^{\Gamma z + j\omega t}$$

$$= \frac{p}{k_0} e^{\bar{\gamma} z} f(x, y, \mathfrak{Z}) I_1(k r_m) \times \{\cos(\omega t - \bar{k} z) + j \sin(\omega t - \bar{k} z)\}$$

et

$$(8) \quad \mathcal{R}(\delta r) = \frac{p}{k_0} e^{\bar{\gamma} z} I_1(k r_m) \times \left\{ \frac{2xy}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{Z}^2) + 4x^2y^2} \cos(\omega t - \bar{k} z) - \frac{y^2 - x^2 + \mathfrak{Z}^2}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{Z}^2)^2 + 4x^2y^2} \sin(\omega t - \bar{k} z) \right\}$$

avec

$$f(x, y, \mathfrak{Z}) = \frac{2xy}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{Z}^2)^2 + 4x^2y^2} + j \frac{y^2 - x^2 + \mathfrak{Z}^2}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{Z}^2)^2 + 4x^2y^2}.$$

3. Le courant radial.

L'interaction entre le faisceau et l'onde conduit à une variation de la densité de la charge spatiale ρ, soit $\tilde{\rho}$. Le champ radial a pour conséquence une variation de la vitesse radiale v_r, soit $\tilde{v}_r$, et une variation de la surface $S = 2\pi r\,\mathrm{d}z$ du faisceau, soit $\tilde{S} = 2\pi\,\delta r\,\mathrm{d}z$. Il en résulte un courant alternatif radial

$$i_r = \rho S \tilde{v}_r + \tilde{\rho} S v_r + \rho v_r \tilde{S}. \tag{9}$$

Dans le premier terme, $\tilde{v}_r$ est de l'ordre de $\tilde{v}_z$. Les références [1] à [3] nous indiquent que dans le faisceau électronique

$$\rho v_z \ll \tilde{\rho} v_z.$$

Le premier terme n'apporte donc qu'une contribution négligeable au gain. Les deux derniers termes disparaissent puisque nous avons supposé les trajectoires des électrons parallèles à l'axe. Or, même dans les conditions pratiques, ces termes sont du même ordre de grandeur que le premier et sont donc négligeables puisque

$$\tilde{\rho} v_r \ll \tilde{\rho} v_z$$

et

$$\rho v_r \tilde{S} = 2\pi\rho v_r \delta_r dz \ll \tilde{\rho}\pi r^2 v_z.$$

On est ainsi amené à conclure que l'action du courant i_r dans le champ radial E_r n'affecte la valeur du gain que d'une façon négligeable devant les autres sources de puissance dans le tube.

4. L'interaction entre le courant et le champ électrique axial.

Considérons une couche tubulaire du faisceau électronique (*fig.* 1) contenant à l'entrée le courant

$$dJ = \frac{J}{\pi r^2_{\max,0}} 2\pi r_m dr_m. \tag{10}$$

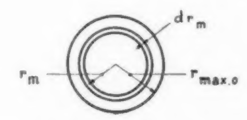


Fig. 1. — Section du faisceau électronique.

En l'absence de champ radial, c'est-à-dire pour $\delta r = 0$, cette couche tubulaire serait uniquement soumise au champ axial

$$E_z = E_{za,0} I_0(kr_m)\, e^{\Gamma z + j\omega t}.$$

Toutefois, en raison des oscillations des électrons autour de leur trajectoire originale, oscillations dues au champ radial, un électron entrant dans la ligne à $z = 0$, $r = r_m$ est, au point z, sous l'influence d'un champ axial

$$E_z = E_{za,0} I_0 \{ k(r_m + \delta r) \} e^{\Gamma z + j\omega t}. \tag{11}$$

En développant en série, on trouve

$$E_z = E_{za,0} \{ I_0(kr_m) + k\,\delta r\, I_1(kr_m) \} e^{\Gamma z + j\omega t} \tag{11 a}$$

avec, pour la partie réelle,

$$\mathcal{R}(E_z) = E_{za,0}\, e^{\bar{\gamma} z} \times \{ I_0(kr_m) + k\,\delta r\, I_1(kr_m) \} \cos(\omega t - \bar{k} z) \tag{11 b}$$

La puissance cédée par le courant $\mathrm{d}J$ en interaction avec le champ électrique axial E_z le long du parcours $\mathrm{d}z$ est donné par

$$\mathrm{d}\,\Delta P = \mathcal{R}(E_z)\,\mathrm{d}J\,\mathrm{d}z. \tag{12}$$

On introduit $R(E_z)$ donné par (11 *b*) et $\mathrm{d}J$, d'après (10), dans l'équation (12) et l'on obtient

$$\frac{\mathrm{d}\,\Delta P}{\mathrm{d}z} = 2 E_{za,0}\, e^{\bar{\gamma} z} J \frac{r_m}{r^2_{\max,0}} [I_0(kr_m) + k\,\delta r\, I_1(kr_m)]\,\mathrm{d}r_m \cos(\omega t - \bar{k} z). \tag{13}$$

En remplaçant δr par l'expression donnée dans l'équation (8) on voit que seul le terme contenant δr contribue à la puissance. (Un courant continu dans un champ alternatif ne produit pas une puissance alternative.) Nous avons donc avec (8)

$$\frac{\mathrm{d}\,\Delta P}{\mathrm{d}z} = E^2_{za,0}\, e^{2\bar{\gamma} z} \frac{k_0^2}{\gamma^2_{\mathrm{opt}}} \frac{J}{k_0 V_0} \frac{r_m}{r^2_{\max,0}} I_1^2(kr_m)\,\mathrm{d}r_m \times \frac{\left\{ \begin{array}{c} 2xy\cos^2(\omega t - \bar{k} z) - (y^2 - x^2 + \mathfrak{I}^2) \\ \times \cos(\omega t - \bar{k} z)\sin(\omega t - \bar{k} z) \end{array} \right\}}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{I}^2)^2 + 4x^2y^2}. \tag{14}$$

Cette puissance est fournie par la couche de largeur $\mathrm{d}r_m$ à l'entrée. La puissance du faisceau total est obtenue par

$$\frac{\mathrm{d}P}{dz} = E^2_{za,0}\, e^{2\bar{\gamma} z} \frac{k_0^2}{\gamma^2_{\mathrm{opt}}} \frac{J}{2k_0 V_0} A \times \frac{\left\{ \begin{array}{c} 2xy\cos^2(\omega t - \bar{k} z) - (y^2 + x^2 + \mathfrak{I}^2) \\ \times \cos(\omega t - \bar{k} z)\sin(\omega t - \bar{k} z) \end{array} \right\}}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{I}^2)^2 + 4x^2y^2}, \tag{15}$$

avec

$$A = \frac{2}{r^2_{\max,0}} \int_0^{r_{\max,0}} r_m I_1^2(kr_m)\,\mathrm{d}r_m = I_1^2 - I_0^2 + 2\frac{I_0 I_1}{kr_{\max,0}}. \tag{16}$$

L'argument des fonctions de Bessel modifiées est toujours $kr_{\max,0}$. La figure 2 représente la courbe

$$A = f(kr_{\max,0}).$$

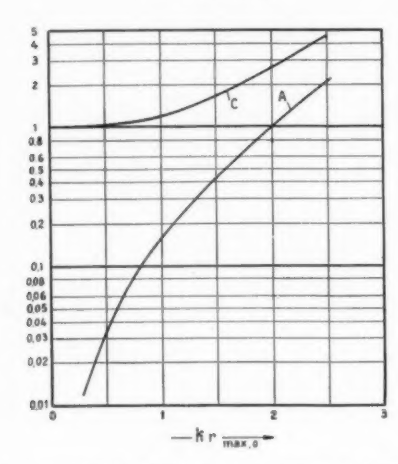


Fig. 2. — Courbe A, équation (16); courbe C, équation (30).

5. Bilan de puissance.

Nous avons trouvé en (15) et (16) la puissance produite par l'interaction entre le faisceau et l'onde; dP est négatif quand cette puissance passe du faisceau à l'onde.

On a

$$(17)\qquad dP + dP_1 + dP_2 = 0,$$

dP_1 étant la puissance apparente consommée par le guide le long de dz;
dP_2 étant l'accroissement de la puissance de l'onde sur le même élément dz.

On a

$$(18)\quad \frac{dP_1}{dz} = \frac{E_{za,0}^2}{R} e^{-2\bar{\gamma}z}\left[-2\gamma\cos^2(\omega t - \bar{k}z) - 2k\cos(\omega t - \bar{k}z)\sin(\omega t - \bar{k}z)\right].$$

$$(19)\quad \frac{dP_2}{dz} = \frac{E_{za,0}^2}{R} e^{2\bar{\gamma}z}\left[2\bar{\gamma}\cos^2(\omega t - \bar{k}z) + 2\bar{k}\cos(\omega t - \bar{k}z)\sin(\omega t - \bar{k}z).\right]$$

On tire de (16), (18) et (19)

$$(20)\qquad \frac{MR}{2} - \gamma + \bar{\gamma} = 0$$

et

$$(21)\qquad \frac{NR}{2} - k + \bar{k} = 0,$$

où

$$(22)\quad M = \frac{k_0^2}{\bar{\gamma}_{\text{opt}}^2}\,\frac{J}{2k_0V_0}\,A\,\frac{2xy}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{J}^2)^2 + 4x^2y^2},$$

$$(24)\quad N = -\frac{k_0^2}{\bar{\gamma}_{\text{opt}}^2}\,\frac{J}{2k_0V_0}\,A\,\frac{y^2 - x^2 + \mathfrak{J}^2}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{J}^2)^2 + 4x^2y^2},$$

donc

$$(24)\quad y - s = -\frac{MR}{2\bar{\gamma}_{\text{opt}}} = -\frac{16}{3^{\frac{3}{2}}}A\,\frac{xy}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{J}^2)^2 + 4x^2y^2}$$

et

$$(25)\quad \frac{\bar{k} - k}{\bar{\gamma}_{\text{opt}}} = \frac{\Delta k}{\bar{\gamma}_{\text{opt}}} = -\frac{NR}{2\bar{\gamma}_{\text{opt}}} = +\frac{8}{3^{\frac{3}{2}}}A\,\frac{y^2 - x^2 + \mathfrak{J}^2}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{J}^2)^2 + 4x^2y^2}.$$

L'équation (24) donne la partie réelle y des constantes de propagation normalisées des ondes excitées dans le tube et se propageant dans la direction du faisceau. L'équation (25) nous fournit la variation de la partie imaginaire de la constante de ces ondes.

6. Discussion du comportement d'un tube hypothétique.

Cette discussion est faite dans l'hypothèse où le gain du tube est uniquement déterminé par les équations (24) et (25), par conséquent par les oscillations des électrons dans la direction radiale. On conçoit que cet examen n'apportera pas de données pratiques sur le comportement réel du tube. L'interaction entre le faisceau et l'onde, par suite des autres effets décrits dans l'introduction, conduit à un gain auquel le gain calculé d'après (24) ne peut pas être simplement superposé. Nous pourrons néanmoins voir dans quelle mesure et dans quelles conditions les effets analysés ici interviennent pour déterminer le gain du tube. La combinaison des résultats obtenus avec les résultats des théories mentionnées dans l'introduction sera donnée dans le paragraphe 7.

Dans les équations (24) et (25) on a pour $r_{\max,0} \to 0$, $A \to 0$ et, par suite, $y \to s$. Il est évident que dans ce cas le champ radial ne joue aucun rôle.

Pour des valeurs très grandes de

$$\mathfrak{J} = \frac{\omega_{r,m}}{\omega}\,\frac{k_0}{\bar{\gamma}_{\text{opt}}} = \frac{e}{2m}B\,\frac{1}{\omega}\,\frac{k_0}{\bar{\gamma}_{\text{opt}}},$$

correspondant à des inductions magnétiques très élevées, on a également

$$(26)\qquad y = \frac{s}{1 + \frac{16}{3^{\frac{3}{2}}}\frac{A}{\mathfrak{J}^4}x} \to s < 0.$$

Nous nous limiterons à étudier quantitativement le cas où $s = 0$ (ligne à retard sans atténuation).

Pour $s = 0$ une racine de (24) est $y = 0$, les deux autres étant

$$(27)\qquad y^2 = -(x^2 + \mathfrak{J}^2) \pm \sqrt{-\frac{16}{3^{\frac{3}{2}}}Ax + 4\mathfrak{J}^2x^2}.$$

Dans le tube hypothétique trois ondes seraient donc excitées, une onde ni atténuée, ni amplifiée, une onde atténuée et une troisième onde qui est amplifiée le long de $+z$. L'onde amplifiée n'existe que dans un intervalle de $x < 0$ (vitesse des électrons > vitesse de l'onde forcée).

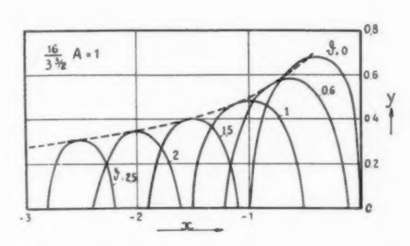


Fig. 3. — Partie réelle de la constante de propagation de l'onde amplifiée pour un tube hypothétique ($s = 0$).

Dans la figure 3 nous avons tracé pour l'onde amplifiée $y = f(x)$ pour $\frac{16}{3^{\frac{3}{2}}} A = 1$. La figure 4 montre pour $\frac{16}{3^{\frac{3}{2}}} A = 1$, 2 et 3 la valeur maximum

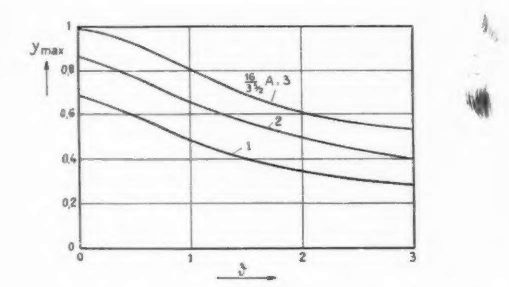


Fig. 4. — Partie réelle maximum de la constante de propagation de l'onde amplifiée pour un tube hypothétique en fonction de l'induction magnétique.

de y en fonction de ℨ. Prenons des valeurs pratiques, tirées de [9]

$$k_0 = 7 \text{ cm}^{-1}, \qquad \bar{\gamma}_{cpt} = 0,175 \text{ cm}^{-1}, \qquad \omega = 2\pi . 3 . 10^{+9} s^{-1},$$

$$r_{max,0} = 0,2 \text{ cm}, \qquad kr_{max,0} = 1,4, \qquad A = 0,36,$$

$$\frac{16}{3^{\frac{3}{2}}} A = 1,1, \qquad B = 100 \text{ G}, \qquad ℨ = 1,9.$$

On aurait donc d'après la figure 4, $y_{max} \simeq 0,4$. Cette valeur n'étant pas négligeable devant 1, on doit s'attendre à une contribution sensible au gain des effets étudiés. Nous nous arrêterons sur ces considérations, une discussion plus détaillée des résultats n'offrant pas d'intérêt pratique, en raison du caractère hypothétique du système considéré. Dans le paragraphe suivant les résultats seront combinés avec ceux des études [3] et [9] pour correspondre aux conditions qui existent en pratique.

7. Applications des résultats a un tube possédant simultanément des vecteurs électriques axial et transversal.

a. Extension de la théorie du système unidimensionnel. — Nous avons obtenu, [3] et [9], pour la partie réelle et imaginaire de la constante de propagation d'une onde en interaction avec le faisceau électronique

$$(28\,a) \qquad y - s = -\frac{16}{3^{\frac{3}{2}}} \frac{xy}{(y^2 - x^2)^2} = \frac{8}{3^{\frac{3}{2}}} b,$$

$$(28\,b) \qquad \frac{\Delta k}{\bar{\gamma}_{cpt}} = \frac{8}{3^{\frac{3}{2}}} \frac{y^2 - x^2}{(y^2 + x^2)^2} = \frac{8}{3^{\frac{3}{2}}} a.$$

Ce résultat était basé sur l'hypothèse d'un faisceau infiniment mince et se propageant le long de l'axe de la ligne à retard (système unidimensionnel). Pour pouvoir combiner les résultats obtenus ici avec ceux de la théorie précédente [3], [9] il faut étendre cette dernière au cas d'un faisceau de diamètre fini. En tenant compte du fait que le champ axial varie comme

$$E_{z,r} = E_{za} I_0(kr),$$

on peut établir le bilan de puissance en intégrant sur une section du faisceau. Un simple calcul nous montre que les équations (28 *a* et *b*) doivent être remplacées par

$$(29\,a) \qquad y - s = -C \frac{16}{3^{\frac{3}{2}}} \frac{xy}{(y^2 + x^2)^2},$$

$$(29\,b) \qquad \frac{\Delta k}{\bar{\gamma}_{cpt}} = C \frac{8}{3^{\frac{3}{2}}} \frac{y^2 - x^2}{(y^2 + x^2)^2},$$

avec

$$(30) \qquad C = \frac{2}{r^2_{max,0}} \int_0^{r_{max,0}} r_m I_0^2(kr_m)\, dr_m$$
$$= I_0^2(kr_{max,0}) - I_1^2(kr_{max,0}).$$

Dans la figure 2 nous avons tracé $C = f(kr_{max,0})$.

Indiquons que les valeurs de A et C ne sont pas indépendantes.

b. Comportement d'un tube à faisceau de diamètre fini se déplaçant dans une onde à champ longitudinal et transversal. — La puissance cédée par le faisceau électronique à l'onde provient d'une part, du freinage des électrons se déplaçant parallèlement à l'axe du tube, d'autre part, du freinage des électrons qui ont subi un déplacement radial δr. On peut donc additionner ces deux effets dans le bilan de

puissance et l'on obtient d'après (24), (25), (29 *a*) et (29 *b*)

$$(31)\qquad y - s = -\frac{16}{3^{\frac{3}{2}}}\left[C\,\frac{xy}{(y^2+x^2)^2} + A\,\frac{xy}{(y^2-x^2+\mathfrak{Z}^2)^2+4x^2y^2}\right],$$

et

$$(32)\qquad \frac{\Delta k}{\gamma_{\text{opt}}} = \frac{8}{3^{\frac{3}{2}}}\left[C\,\frac{y^2-x^2}{(y^2+x^2)^2} + A\,\frac{y^2-x^2+\mathfrak{Z}^2}{(y^2-x^2+\mathfrak{Z}^2)^2+4x^2y^2}\right],$$

Les équations (31) et (32) déterminent les constantes de propagation des ondes excitées dans le tube considéré. Nous insistons sur le fait que ces équations sont généralement valables pour des formes quelconques des lignes à retard, qui ne se distinguent que par des valeurs différentes de A et C.

D'après (31) et (32) on constate, comme il fallait s'y attendre, que pour $A \to 0$ (faisceau infiniment mince) et pour $\mathfrak{Z} \to \infty$ ($\delta r \to 0$) y et Δk s'approchent des valeurs données par (29 *a*) et (29 *b*). La discussion sera limitée au cas $s = 0$ (guide sans atténuation).

Cherchons les racines réelles de (31, 32) pour $s = 0$. Une de ces racines est évidemment $y = 0$. Pour $\mathfrak{Z} \neq 0$, y est nul pour trois valeurs x. Au point de vue physique ceci indique l'existence de trois ondes dont les amplitudes ne sont ni atténuées, ni amplifiées le long de leur parcours. C'est donc là une différence sensible par rapport aux résultats du calcul d'un système unidimensionnel. Dans ce dernier, il n'existait qu'une seule onde avec $y = 0$, à côté des deux ondes avec $y > 0$ et $y < 0$.

Il est intéressant, du point de vue physique, d'examiner un peu en détail l'excitation de ces trois ondes avec $y = 0$. Les trois racines x de l'équation (32) pour $y = 0$ permettent de calculer

$$(33)\qquad \frac{\Delta k}{\gamma_{\text{opt}}} = u - x,$$

c'est-à-dire la différence des constantes de phase de l'onde forcée et de l'onde libre en fonction de la vitesse des électrons. Le résultat de ce calcul, pour $kr_{\max,0} = 2{,}5$ par exemple, est représenté dans la figure 5 où l'on a tracé $\frac{\Delta k}{\gamma_{\text{opt}}} = f(u)$ pour différentes valeurs de $\mathfrak{Z}$. Pour $\mathfrak{Z} = 0$ ($B = 0$) et $\mathfrak{Z} = \infty$ ($B = \infty$) on ne trouve qu'une seule onde avec $y = 0$, cette onde se propageant avec une vitesse supérieure à celle de l'onde libre ($\Delta k < 0$). (Pour $\mathfrak{Z} \to \infty$ on trouve deux valeurs supplémentaires $x \to +\mathfrak{Z}$, $x \to -\mathfrak{Z}$). Pour des valeurs finies de $\mathfrak{Z}$ on trouve non seulement une valeur de $\Delta k = \Delta k_1$ très voisine de celle pour $\mathfrak{Z} = 0$, mais, toujours pour $y = 0$, en outre deux autres valeurs $\Delta k_{2,3} > \Delta k_1$. Pour $u = 0$, par exemple, et $\mathfrak{Z} = 1$, on a $\frac{\Delta k}{\gamma_{\text{opt}}} = -2{,}2$, $-0{,}8$ et $+0{,}8$; les deux premières ondes se déplaçant plus vite, et la dernière plus lentement que l'onde libre.

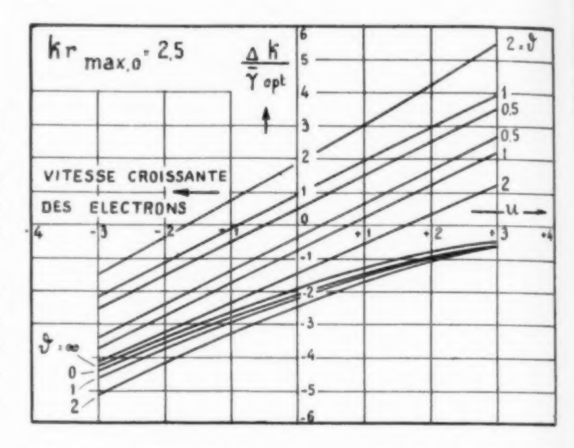


Fig. 5. — Différences des constantes de phase entre l'onde forcée et l'onde libre en fonction de la vitesse des électrons pour les ondes avec $y = 0$.

Au point de vue pratique, les racines y de valeur finie et réelle, en particulier la valeur $y > 0$ de l'onde amplifiée, revêtent une importance plus grande. On obtient ces racines à partir de

$$(34)\qquad 1 = -\frac{16}{3^{\frac{3}{2}}}\left[C\,\frac{x}{(y^2+x^2)^2} + A\,\frac{x}{(y^2-x^2+\mathfrak{Z}^2)^2+4x^2y^2}\right].$$

On constate tout de suite que des racines réelles n'existent que pour $x < 0$, correspondant à des ondes plus rapides que les électrons. L'équation est du quatrième ordre en y^2 et l'on trouve que pour des valeurs quelconques de $\mathfrak{Z}$ elle ne possède qu'une racine réelle et positive pour y^2 dans un intervalle de x. Il existe donc deux ondes pour lesquelles les parties réelles de la constante de propagation sont égales et de signe contraire. On a ainsi une onde amplifiée ($y > 0$, $x < 0$) et une onde atténuée ($y < 0$, $x < 0$) dont les vitesses de phase sont égales. La ligne à retard comprend donc au total cinq ondes forcées, avec les trois ondes précédentes, qui se propagent toutes dans la direction du faisceau.

La figure 6 représente $y = f(x)$ pour les deux ondes avec une valeur finie de y dans le cas $s = 0$. La courbe 1 donne $y = f(x)$ pour un tube à faisceau infiniment mince telle qu'elle résulte de la théorie unidimensionnelle. Les courbes 2 représentent $y = f(x)$ pour $\mathfrak{Z} = \infty$ et pour différentes valeurs de $kr_{max,0}$. Ces valeurs résultent de l'hypothèse d'un faisceau électronique de diamètre fini dans un champ magnétique longitudinal de valeur

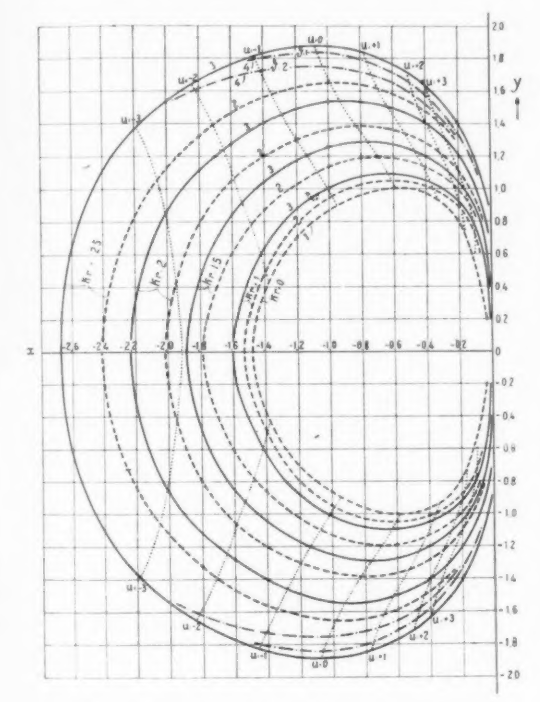


Fig. 6. — Partie réelle des constantes de propagation de l'onde amplifiée et de l'onde atténuée.

. . . . u = const.

Courbe 1 : théorie unidimensionnelle
» 2 : $\mathfrak{Z} = \infty$
» 3 : $\mathfrak{Z} = 0$
» 4 : $\mathfrak{Z} = 1, 2$ respectivement

$kr_{max,0}$ = const.

très élevée (en pratique $B > 500$ gauss). Les courbes 3 sont valables pour les mêmes valeurs $kr_{max,0}$ mais avec $\mathfrak{Z} = 0$ $(B = 0)$. Pour $kr_{max,0} = 2,5$ on a ajouté les courbes 4 valables pour $\mathfrak{Z} = 1$, $\mathfrak{Z} = 2$ respectivement. Les courbes u = const. calculées d'après (33) sont également représentées en figure 6.

Les courbes 2 sont obtenues dans l'hypothèse d'un champ électrique purement longitudinal en tenant compte du diamètre fini du faisceau. La différence entre les courbes 2 et 3 montre l'augmentation de y due au champ radial, la différence relative étant comprise entre 5 et 15 % (pour $u = 0$), croissant avec $kr_{max,0}$. Cette différence sera plus grande en tenant compte de la charge d'espace (*voir* plus loin).

Le gain maximum est toujours obtenu pour $u = 0$ environ, c'est-à-dire pour l'égalité des vitesses de l'onde libre et des électrons.

8. Conditions initiales.

L'excitation de cinq ondes se propageant dans la direction du faisceau est en accord avec l'existence de cinq conditions initiales à l'entrée du tube. On aura :

a. La somme vectorielle des champs alternatifs égale au champ E produit par le générateur

$$(35) \qquad \sum_{\nu=1}^{5} E_{za,0,\nu} = E.$$

b. et *c.* Les sommes vectorielles des vitesses axiales et radiales sont nulles

$$(36) \qquad \sum_{\nu=1}^{5} \frac{E_{za,0,\nu}}{(y_\nu + jx_\nu)} = 0,$$

et, d'après (8),

$$(37) \qquad \sum_{\nu=1}^{5} \frac{y_\nu + jx_\nu}{(y_\nu + jx_\nu)^2 + \mathfrak{Z}^2} E_{za,0,\nu} = 0.$$

d. La somme vectorielle des courants alternatifs est nulle

$$(38) \qquad \sum_{\nu=1}^{5} \frac{E_{za,0,\nu}}{(y_\nu + jx_\nu)^2} = 0.$$

e. La somme vectorielle des δr est nulle

$$(39) \qquad \sum_{\nu=1}^{5} \frac{E_{za,0,\nu}}{(y_\nu + jx_\nu)^2 + \mathfrak{Z}^2} = 0$$

[*voir* équation (8)].

On peut tirer des équations (35) à (39) la répartition du champ E du générateur sur les champs des cinq ondes à l'entrée et obtenir en particulier pour l'onde amplifiée

$$(40) \qquad E_{za,0,1} = E \frac{1 + \dfrac{\mathfrak{Z}^2}{(y_1 + jx_1)^2}}{\displaystyle\prod_{\nu=2}^{5} \left(1 - \frac{y_\nu + jx_\nu}{y_1 + jx_1}\right)} = \Psi_1 E.$$

L'amplitude des autres ondes à l'entrée est obtenue par permutation circulaire. Pour $\mathfrak{Z} = 0$ et de même pour $\mathfrak{Z} = \infty$ l'équation (40) se ramène à l'équation établie par la théorie unidimensionnelle.

Le calcul numérique montre que $|\Psi'_1|$ d'après (40) ne varie presque pas avec $\mathfrak{Z}$ et l'on trouve pour $s = 0$, $u = 0$, $|\Psi'_1| \simeq \frac{1}{3}$, valeur pratiquement égale à celle de la théorie unidimensionnelle.

(*A suivre.*)

BIBLIOGRAPHIE.

1. J. R. Pierce, *Theory of the beam-type traveling-wave tube* (*Proc. Inst. Radio Engrs.*, t. 35, 1947, p. 111-123).
2. J. Bernier, *Essai de théorie du tube électronique à propagation d'onde* (*Annales de Radioélectricité*, t. 2, 1947, p. 87-101).
3. O. Doehler et W. Kleen, *Théorie cinématique de l'échange d'énergie entre un faisceau électronique et une onde électromagnétique* (*Annales de Radioélectricité*, t. 2, 1947, p. 232-243).
4. C. Shulman et M. S. Heagy, *Small signal analysis of traveling-wave tube* (*R. C. A. Review.*, t. 8, 1947, p. 585-611).
5. O. Doehler et W. Kleen, *Sur l'influence de la charge d'espace dans le tube à propagation d'onde* (*Annales de Radioélectricité*, t. 3, 1948, p. 184-188).
6. J. R. Pierce, *Effect of passive modes in traveling-wave tubes* (*Proc. Inst. Radio Engrs.*, t. 36, 1948, p. 993-997).
7. L. J. Chu et J. D. Jackson, *Field theory of traveling-wave tubes* (*Proc. Inst. Radio Engrs.*, t. 36, 1948, p. 853-863).
8. O. E. H. Rydbeck, *The theory of the traveling-wave tube* (*Ericson Technics*, n° 46, 1948).
9. O. Doehler et W. Kleen, *Phénomènes non linéaires dans le tube à propagation d'onde* (*Annales de Radioélectricité*, t. 3, 1948, p. 124-143).
10. P. Lapostolle, *Étude des diverses ondes susceptibles de se propager dans une ligne en interaction avec un faisceau électronique. Application à la théorie de l'amplificateur à onde progressive* (*Annales de Télécommunications*, t. 3, février et mars 1948).
11. A. Blanc-Lapierre, P. Lapostolle, J.-P. Voge et R. Waullauschek, *Sur la théorie des amplificateurs à ondes progressives* (*L'Onde électrique*, n° 242, 1947, p. 194-202.

LES ÉMETTEURS DE RADIODIFFUSION DE VILLEBON, RENNES ET LILLE

Par H. CAMPET,

Ingénieur, Chef de Service technique
à la Société Française Radioélectrique.

Sommaire. — *L'auteur expose le principe de la modulation amplitude-phase appliqué à trois émetteurs de radiodiffusion récemment refondus. Les principales caractéristiques et les résultats obtenus sont indiqués.*

La Société Française Radioélectrique vient de moderniser les trois anciennes stations de radiodiffusion à ondes moyennes de Villebon, Rennes et Lille.

Les trois émetteurs dont la puissance porteuse est 100 kW présentent de grandes analogies. L'émetteur de Lille se distingue des deux autres simplement par l'utilisation de deux nouveaux types de triodes refroidies par eau et dont les filaments sont alimentés par des courants alternatifs polyphasés.

Tandis que les stations d'origine étaient réalisées suivant le procédé S. F. R. de modulation *par déphasage*, nous avons adopté dans les nouvelles installations le procédé plus récent de modulation *amplitude-phase*. Il a été ainsi possible de conserver la structure primitive des émetteurs, tout en améliorant d'une façon appréciable la qualité des émissions et la facilité de l'exploitation.

Disposition générale des émetteurs.

Les organes de distribution du secteur à haute et basse tension, les sources d'alimentation normales et de secours, les tableaux de contacteurs, les installations d'hydrauliques sont situés au rez-de-chaussée du bâtiment.

L'émetteur, situé au premier étage est composé d'un meuble des circuits à faible puissance et d'une enceinte contenant les circuits des triodes à circulation d'eau. Le pupitre de commande se trouve au centre de la salle.

Les antennes de Villebon et Rennes sont constituées par des pylônes rayonnants. Celle de Lille est composée d'un prisme vertical soutenu par deux pylônes encastrés.

Principe de fonctionnement des émetteurs.

1° L'étage terminal d'un émetteur comprend deux groupes de lampes (*fig.* 1) ayant chacun son circuit oscillant primaire couplé à un circuit d'utilisation commun r qui représente la résistance ramenée par l'antenne.

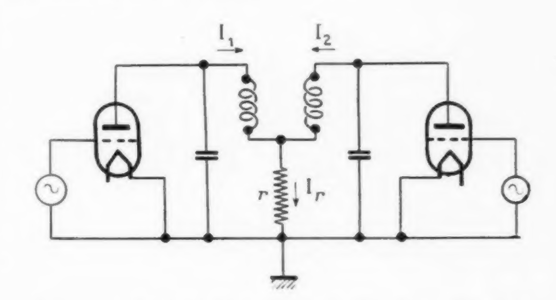


Fig. 1. — Schéma de principe de l'amplificateur final.

Pour réaliser la modulation d'amplitude, la puissance débitée dans la résistance doit varier dans le cycle de modulation :

— en porteuse, les tensions haute fréquence d'excitation des grilles des deux groupes de lampes sont déphasées de 135°. Les courants des selfs des circuits oscillants se composent suivant le diagramme de la figure 2 *a*. Les lampes fonctionnent en classe B; leur tension de déchet est faible; leur rendement est voisin de 65 %. La droite de charge d'une lampe est donnée en AP sur le réseau de la figure 3;

— dans les alternances négatives ou creux du cycle de modulation, le déphasage entre les tensions

des grilles reste constant. L'amplitude de ces tensions varie linéairement avec le taux de modulation de même que le courant dans la résistance *r* (*fig.* 2 *b*);

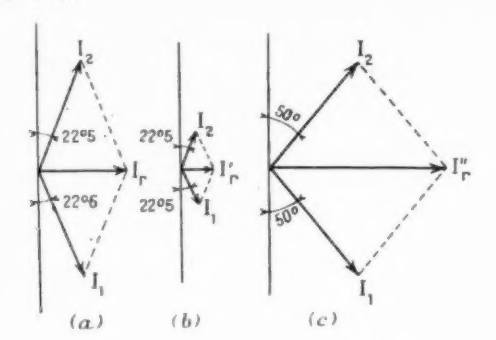


Fig. 2. — Diagramme des courants dans les circuits de charge de l'étage final.

a, en porteuse;
b, dans l'alternance négative du cycle de modulation;
c, en crête de modulation.

— dans les alternances positives ou crêtes du cycle de modulation, l'angle des tensions de grille est progressivement diminué. En même temps,

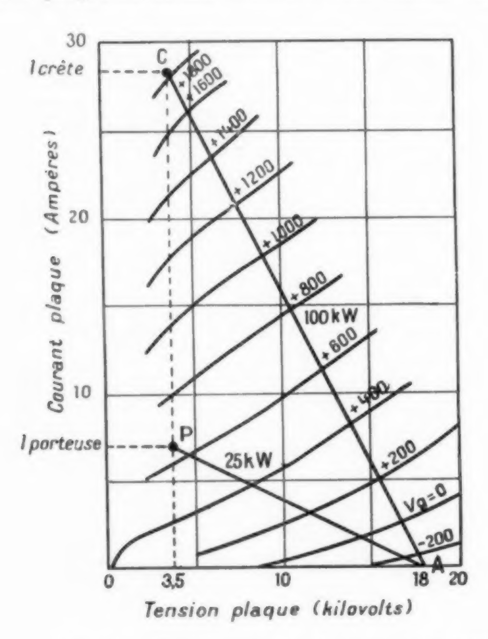


Fig. 3. — Fonctionnement d'une lampe E 2056 en modulation amplitude-phase.

l'amplitude des tensions de grille est augmentée de façon que la tension oscillante anodique reste constante. Les courants I_1 et I_2 de la figure 2 c ne varient pas en amplitude mais leur déphasage diminue comme celui des tensions de grille. Le courant augmente dans la résistance *r* et reproduit la modulation d'amplitude. La charge de la lampe varie dans la partie positive du cycle de modulation. Elle est représentée par AC dans les crêtes au taux de 100 % (*fig.* 3).

2° On réalise dans les étages de commande les lois de phase et d'amplitude convenables pour l'excitation des grilles du dernier étage en composant, en quadrature de phase, dans un circuit en pont, les tensions suivantes :

a. Une tension à haute fréquence U_s (*fig.* 4) modulée linéairement jusqu'au taux de 100 % et

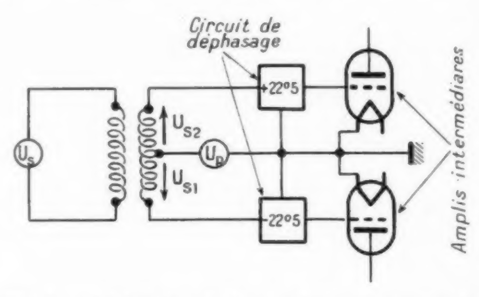


Fig. 4. — Schéma de principe des étages de commande (circuit en pont).

donnant au secondaire du transformateur deux tensions U_{s1} et U_{s2} appliquées *symétriquement* sur les deux côtés du circuit d'utilisation. La forme de ces tensions est donnée par la figure 5 *a*;

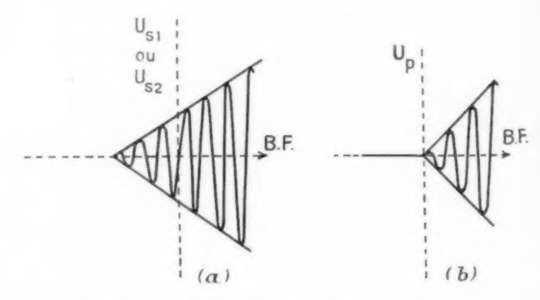


Fig. 5. — Diagramme des tensions U_s et U_p appliquées au circuit en pont.

a, tension d'excitation symétrique;
b, tension d'excitation parallèle.

b. Une tension à haute fréquence U_p dont l'amplitude est nulle en porteuse et croît linéairement dans les alternances positives du cycle de modulation

suivant la forme donnée par la figure 5 *b*. Cette tension est appliquée *en parallèle* sur les deux côtés du circuit d'utilisation.

La phase relative des diverses tensions est donnée par le diagramme 6 *a*.

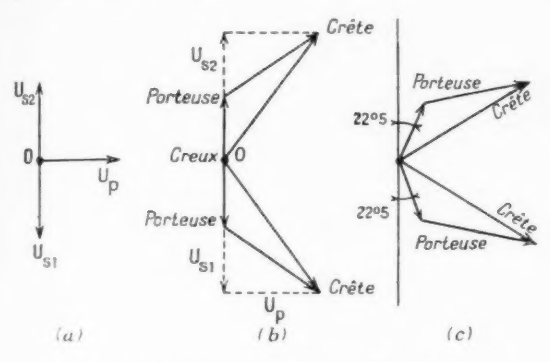


Fig. 6. — Diagramme des tensions haute fréquence dans le circuit en pont.

a, phases relatives des tensions; *b*, tensions résultantes; *c*, tensions résultantes après déphasage de ± 22° 30.

La figure 6 *b* donne le diagramme des deux tensions résultantes appliquées à l'entrée des circuits de déphasage. Ceux-ci donnent un retard de phase de 22°,30′ d'un côté et une avance de phase de 22° 30, de l'autre côté. A la sortie de ces circuits, les tensions sont conformes au diagramme de la figure 6 *c*.

Ce sont ces tensions convenablement amplifiées qui excitent les grilles des deux groupes de lampes de l'étage terminal. On voit que leur amplitude croît fortement, tandis que leur déphasage diminue entre le régime de porteuse et celui des crêtes de modulation. On réalise ainsi les conditions nécessaires pour la reproduction d'une modulation linéaire dans les circuits de charge du dernier étage.

Exemple de réalisation : l'émetteur de Lille.

Le schéma de l'émetteur de Lille est donné par la figure 7.

L'oscillation à haute fréquence issue d'un quartz est amplifiée et appliquée à quatre pentodes P. 1 000, qui constituent les sources des tensions U_s et U_p du schéma de principe de la figure 4.

La quadrature de phase est obtenue par un couplage inductif supplémentaire dans la voie donnant l'excitation symétrique. Ces pentodes sont modulées sur la grille d'arrêt. C'est par le réglage des polarisations et des amplitudes de modulation des grilles d'arrêt de ces lampes que l'on obtient les caractéristiques de la figure 5.

Chacune des tensions obtenues à la sortie du

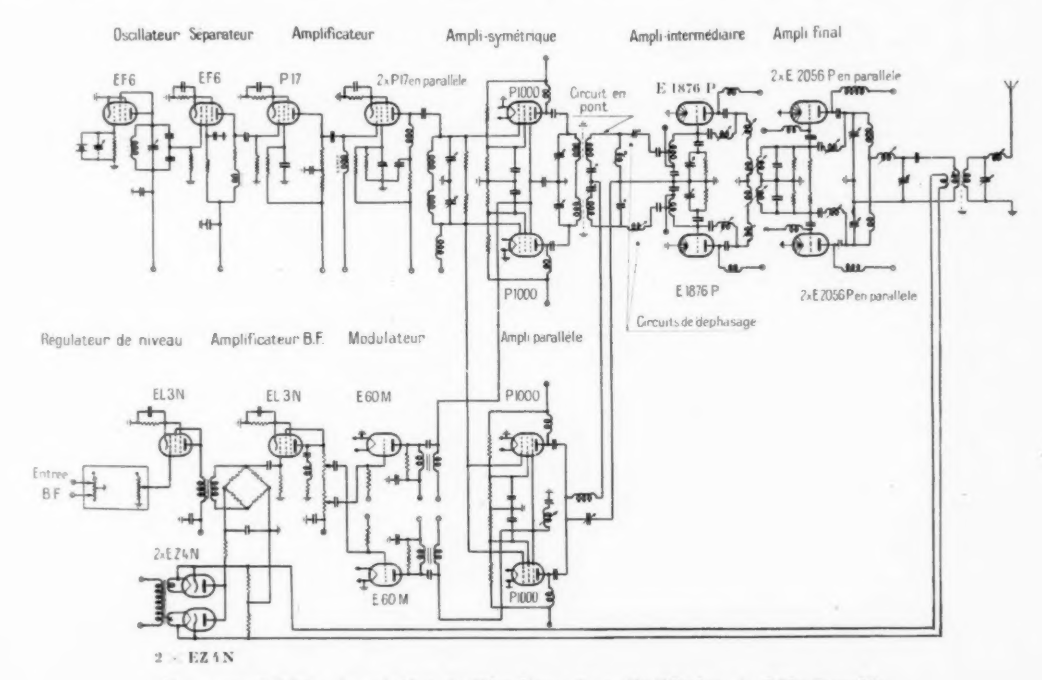


Fig. 7. — Schéma de principe de l'émetteur de radiodiffusion de Lille-Camphin.

circuit en pont est convenablement déphasée, puis amplifiée par une triode E. 1876 P. fonctionnant en classe B.

Les deux côtés de l'étage terminal sont équipés avec deux triodes E. 2056 P. en parallèle.

Le couplage au circuit d'antenne est fait par un transformateur à écran.

Un circuit de contre-réaction englobe tout l'émetteur à l'exclusion du pré-amplificateur basse fréquence qui contient le régulateur de niveau de modulation.

Les mesures effectuées sur l'émetteur de Lille ont donné les résultats suivants :

— la fréquence de 1 213 kc : s est stable à 1/1 000 000e près;

— la puissance de 106 kW est obtenue avec un rendement global de 34,7 % (rapport entre la puissance antenne et la puissance prise au réseau); le facteur de puissance est de 0,96;

— la courbe de réponse en fréquence est linéaire à ± 1 db près dans la bande 30-10 000 c : s;

— la distorsion harmonique mesurée entre 50 et 5 000 c : s est inférieure à 1 % jusqu'au taux de modulation de 50 %; au taux de 80 % elle est de 2 % aux fréquences moyennes du spectre et de 3 % aux fréquences extrêmes; au taux de 95 % elle est de 3 % aux fréquences moyennes et 4 % aux fréquences extrêmes;

— la chute de porteuse en modulation est inférieure à 3 % au taux de modulation de 95 %;

— le taux de modulation résiduelle est inférieur à 1 ‰ (60 db au-dessous de la modulation à 100 %);

— le champ de l'harmonique à haute fréquence le plus puissant est inférieur à 50 μV : m. à la distance de 5 km.

PRODUCTIONS NOUVELLES

TUBES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE.

1. **Tubes à vide.**

La *pentode P. M.* 07 appartient à la série des tubes miniatures du type tout verre à brochage direct, sans culot. Elle en possède les caractéristiques mécaniques générales (*fig.* 1). Pentode haute fréquence à grande pente, ce tube fonctionne normalement à des fréquences de l'ordre de 150 Mc : s.

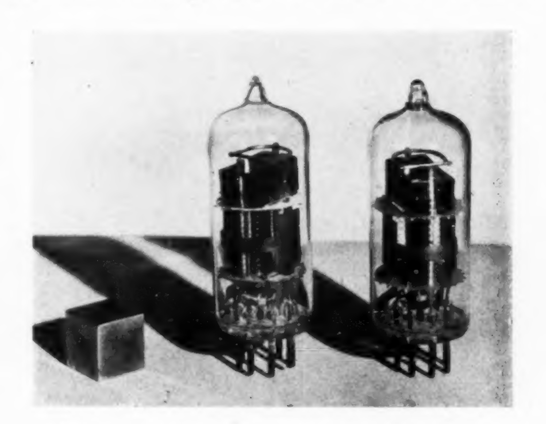


Fig. 1. — Vues de la pentode PM.07 *S. F. R.*

Les caractéristiques principales sont :

Cathode à chauffage indirect.
Courant de chauffage, sous tension de chauffage de 6,3 V .... 0,3 A
Tension anodique max .... 250 V
Courant anodique moyen .... 10 mA
Dissipation anodique max .... 2,5 W
Pente (pour $V_a = V_e = 250$ V) .... 7,5 mA : V

Le tube P. M. 07 est utilisable comme amplificatrice haute fréquence ou moyenne fréquence et dans les montages spéciaux : multivibrateurs, multiplicateurs de fréquence, oscillateurs du type transitron et changeurs de fréquence.

La *triode E.* 600 a été spécialement étudiée pour fonctionner en ondes courtes dans les applications les plus diverses : chauffage électronique par induction ou pertes diélectriques, diathermie sur ondes métriques et dans les circuits classiques des étages basse fréquence ou haute fréquence d'émetteurs de trafic télégraphique ou téléphonique.

Les sorties filament, grille et anode (*fig.* 2) sont courtes et de section suffisante pour permettre le passage de courants haute fréquence importants.

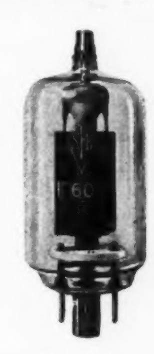


Fig. 2. — Triode E.600 *S. F. R.* étudiée spécialement pour le fonctionnement en ondes courtes.

Un *capot-guide* métallique protège l'orifice de pompage et assure une mise en place automatique du tube dans son support.

Le tube E. 600, muni d'une cathode en tungstène thorié, présente un réseau de caractéristiques tel que la consommation de grille soit très faible, permettant une forte réduction de la puissance de commande.

Dans ces conditions et sous une tension de 2 500 V, la triode fournit, en ondes longues, 675 W utiles; en ondes courtes, à 30 Mc : s, cette puissance utile est égale à 575 W.

2. **Tubes à rayons cathodiques.**

Les deux nouveaux tubes OE. 411 et OE. 418 (*fig.* 3 et 4), de 11 et 18 cm de diamètre d'écran sont comme les modèles précédents, du type à vide

poussé et à concentration et déflexion électrostatiques. Les dimensions des écrans en permettent l'utilisation comme indicateurs et, également, comme tubes de réception de télévision.

Ces modèles possèdent les mêmes qualités mécaniques de robustesse et présentent les mêmes avantages optiques que les tubes du type OE. 407,



Fig. 3. — Variante du modèle normal du tube à rayons cathodiques O.E.411-V *S. F. R.*, à électrode de post-accélération.

par exemple : sensibilité élevée, absence de distorsion trapézoïdale, uniformité de définition, linéarité de la déviation en fonction de la tension appliquée, écran sensiblement plan.

La tension d'accélération maximum atteint 3000 V. Le tube OE. 411 fonctionne normalement à partir de 1 000 V; le tube OE. 418, à partir de 1 500 V. Sous ces tensions, les sensibilités de balayages sont respectivement de 0,5 et 0,4 mm : V.



Fig. 4. — Modèle normal du tube à rayons cathodiques à déflexion électrostatique O.E.418-V, *S. F. R.*, à écran de 18 cm.

Chacun de ces modèles comporte une variante à électrode de post-accélération qui favorise l'observation et l'enregistrement des phénomènes à grande vitesse de balayage.

INFORMATIONS GÉNÉRALES

LE CONGRÈS DE TÉLÉVISION DE PARIS.

Organisé par la Société française des Radioélectriciens avec l'appui des Administrations et de l'industrie privée, le Congrès de Télévision qui s'est tenu à Paris, du 25 au 30 octobre, a été l'occasion pour les ingénieurs français de la télévision et des techniques connexes de recevoir leurs confrères étrangers et de procéder à de fructueux échanges de vue.

De très nombreuses séances d'études, alternant avec des démonstrations et des présentations de matériel, ont contribué à donner à cette réunion une allure vivante et intéressante qui a favorisé la confrontation amicale des conceptions techniques.

Les organisateurs avaient tenu à placer le Congrès sous le signe de la collaboration du cinéma et de la télévision; d'éminents spécialistes traitèrent des aspects techniques et économiques de ce problème.



Le Prince Louis DE BROGLIE, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences, Président de la Société des Radioélectriciens, prononçant son discours inaugural.

A la droite de l'orateur, M. R. MITTERAND, représentant M. le Secrétaire d'État, chargé de l'Information et M. W. PORCHÉ, Directeur général de la Radiodiffusion française.

A la gauche de l'orateur, M. R. BARTHÉLEMY, Membre de l'Institut, M. M. PONTE, Directeur général adjoint de la Compagnie générale de T. S. F., Président de la Société des Radioélectriciens pour l'année 1949, et M. P. ABADIE, Ingénieur en Chef au Laboratoire national de Radioélectricité, Vice-Président de la Société des Radioélectriciens.

Trois communications ont été présentées par la Compagnie générale de T. S. F. : M. Grivet, Ingénieur-Conseil à la C. S. F. a étudié les perspectives

industrielles de la télévision; MM. Gutton et Ortusi ont exposé le principe et la technique de réalisation de la modulation à large bande sur 1 300 Mc : s, présentée aux membres du Congrès au Centre de la Télévision française; enfin, la communication de MM. Warnecke et Guénard, reproduite dans le précédent fascicule des *Annales de Radioélectricité*, se rapportait aux possibilités d'utilisation en télévision des tubes électroniques U. H. F.

L'ensemble des textes des communications et des discussions qui suivirent au cours des séances d'études seront rassemblés dans un recueil dont l'édition est envisagée par la Société des Radioélectriciens.

PRIX DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

L'Académie des Sciences, dans sa séance du 13 décembre 1948, a décerné le prix Noury à Jean Bernier, Chef du Laboratoire de Recherches avancées du Département « Électronique » du Centre de Recherches de la Compagnie générale de T. S. F., pour ses travaux sur la production des ondes électromagnétiques très courtes.

ERRATA.

Annales de Radioélectricité, Tome III, n° 14, Octobre 1948.

Article de R. Warnecke et P. Guénard.

Page 268, 5me ligne, 1re colonne en partant du bas, *au lieu de* 6 Mc : s, *lire* 60 Mc : s.

Article de P. Guénard, R. Warnecke et C. Fauve.

Page 314, Note (1), 1re colonne, *lire* Étude C.S.F. effectuée en 1944-1946, *au lieu de* 1933-1944.

IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS
55, QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55
130679 PARIS 6e.

Dépôt légal, imprimeur, 1949, n° 457.

